egard.

Überreicht von dem Verfasser.

LIBRARY
UNIVERSITY OF ILLINOIS
25 AUG 19

Über die Lichterzeugung in Glimmlicht und Kanalstrahlen.

Von

L. Vegard.

Separat-Abdruck aus den

Annalen der Physik.

Vierte Folge. Band 39.

1912.

Leipzig,

Johann Ambrosius Barth.

Wien, W., Über die Gesetze der Wärmestrahlung. Nobel-Vortrag, gehalten am 11. Dez. 1911 in Stockholm. 21 Seiten. 1912. *M* 1.—.

BRYK, OTTO, Entwicklungsgeschichte der reinen und angewandten Naturwissenschaft im XIX. Jahrhundert. I. Band: Die Naturphilosophie und ihre Überwindung durch die erfahrungsgemäße Denkweise (1800—1850). XL, 655 Seiten. 1909. M. 15.—, geb. M. 16.—.

Literarisches Zentralblatt für Deutschland: Hier liegt eins jener monumentalen Werke vor, die man in einer kurzen Anzeige unmöglich würdigen kann. Es ist die Absicht des Verfassers, den einzigartigen Entwicklungsgang der gegenwärtigen Naturforschung in einheitlichem geschichtlichen Bilde darzustellen. Der gewaltige Stoff ist in zwei größere Bände aufgeteilt, die dazu bestimmt sind, die zwei aufeinanderfolgenden Richtungen in der naturwissenschaftlichen Tätigkeit des 19. Jahrhunderts gegeneinander abzugrenzen. Der hier vorliegende erste Band reicht bis zur Entdeckung der Krafteinheit durch Robert Mayer und Helmholtz und zeigt die größte Höhe, zu der sich die Naturforschung während ihres Kampfes gegen die lang nachwirkenden Einflüsse des rein begrifflichen, erfahrungsarmen Denkens aufschwingt. Nach Erscheinen des zweiten Bandes soll auf das hochbedeutsame Werk, mit dem sich nur etwa Whewells und Apelts Schriften vergleichen lassen, ausführlich eingegangen werden.

FOURNIER D'ALBE, E. E., Zwei neue Welten. Die Infra-Welt, Die Supra-Welt. Deutsch von Dr. Max Iklé. 197 S. m. Titelbild. 1909. M. 3.20, geb. M. 4.—.

Die Ausführung dieses Buches bildet einen Versuch, das Geheimnis von Raum und Zeit an der Hand der neuesten Hilfsmittel naturwissenschaftlicher Forschung zu durchdringen. Die Arbeit erstreckt sich einerseits auf das unendlich Große, andererseits auf das unendlich Kleine und bezweckt, von beiden Gebieten je eine Strecke „erster Ordnung" dem weiten Reiche anzugliedern, das der menschliche Geist bereits übersieht und teilweise beherrscht. Der Hauptsatz dieses Werkes ist, daß wir eine Welt, die nach einem von unserer Welt nicht stark abweichenden Vorbilde gebaut ist, in bestimmtem und meßbaren verkleinerten Maßstabe finden, und ebenso eine weitere in entsprechend vergrößertem Maßstabe. Diesen beiden Welten gab der Verfasser die Namen „Infra-Welt" und „Supra-Welt".

Das Werk dürfte berufen sein, den betrübenden und so unberechtigten Streit zwischen Religion und Naturforschung zu schlichten. Es ist zu erwarten, daß es eine ebenso freundliche Aufnahme finden wird, wie die im vorigen Jahre erschienene Übersetzung des Buches Elektronentheorie von gleichem Verfasser.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen. Unter Mitarbeit von vielen Gelehrten und unter bes. Mitwirkung von Prof. Dr. J. Zenneck herausgegeben von Dr. G. Eichhorn. Jährlich ein Band mit 6 Heften. M. 20.—.

Das Jahrbuch bringt theoretische und praktische Arbeiten über die Anwendung der drahtlosen Telegraphie und zwar nicht nur Originale, sondern auch kritische Besprechungen in- und ausländischer Patente, Sammelberichte und Beschreibungen von technischen Ausführungen und Anlagen, alles mit absoluter Objektivität. Band V ist im Erscheinen begriffen.

LE BON, GUSTAVE, Die Entwickelung der Materie. Nach der 12. Auflage des französ. Originals übersetzt und überarbeitet von Dr. Max Iklé. XII, 300 Seiten mit 66 Abb. im Text und auf 1 Tafel. 1909. M. 4.80, geb. M. 5.60.

Hamburger Fremdenblatt: Wer sich über die so eminent wichtigen, ernsten Fragen modernster Naturwissenschaft aufs beste unterrichten will, dem kann kein Buch mehr empfohlen werden, als Le Bon's Evolution de la Matière, das uns jetzt in einer splendid ausgestatteten vortrefflichen Übersetzung zugänglich ist. Dr. Ferd. Maack.

LEHMANN, O., Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens. Vortrag, gehalten in der Hauptversammlung der 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 21. September 1906, ergänzt durch den Vortrag in der Sitzung der physikalischen Abteilung am 17. September 1906. 70 Seiten mit 36 Illustrationen. 2., verb. Aufl. 1908. Kart. M. 1.20.

BATTELLI, A., A. OCCHIALINI und S. CHELLA, Die Radioaktivität. Aus dem Italienischen übersetzt von Dr. Max Iklé. XII, 428 S. mit 144 Figuren im Text. 1910. M. 6.40, geb. M. 7.40.

Zentralblatt für Röntgenstrahlen: Die Verf. entwickeln die Lehre von der R. in höchst anschaulicher Weise aus den Erscheinungen der Ionisation und der physikalischen Strahlungen. Die Schilderung der Apparate und ihre Handhabung ist besonders geschickt. Da das Buch exaktphysikalische Darstellung mit populär verständlicher Sprache verbindet, eignet es sich besonders gut als Hilfs- und Nachschlagebuch für ärztliche Interessenten.

535.2
V52u
REMOTE STORAGE
LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF ILLINOIS
25 AUG 13

5. *Über die Lichterzeugung in Glimmlicht und Kanalstrahlen;* von *L. Vegard.*

§ 1. Ein Weg zur Aufklärung der Vorgänge des Leuchtens und speziell der Erzeugung von Linienspektren besteht bekanntlich darin, daß man die möglichen Variationen, denen ein Spektrum bei der Änderung der Erregungsbedingungen unterworfen ist, feststellt und studiert.

Im allgemeinen ist es jedoch mit Schwierigkeiten verbunden, einen klaren Überblick über die für eine Variation maßgebenden Änderungen der Erregungsbedingungen zu gewinnen und es entsteht die Aufgabe, solche Leuchtvorgänge aufzusuchen, bei denen man die maßgebenden Bedingungen in der Hand hat.

Vor allem scheint die Erzeugung von Licht durch die verschiedenen Arten von elektrischen Strahlen in dieser Hinsicht große Vorteile zu bieten.

Durch die Entdeckung von Stark[1]), daß die Kanalstrahlteilchen selbst Licht emittieren, ist uns ein neues Mittel gegeben für das Studium der Lichterregung. Durch den Dopplereffekt kann man das von der materiellen Strahlung ausgehende Licht getrennt beobachten und andererseits haben wir es in der Hand, durch Variation der Entladungs- und Stoßbedingungen, die Erregungsbedingungen in bekannter Weise zu ändern.

Die Bedeutung des Selbstleuchtens der Kanalstrahlen für das Strahlungsproblem ist schon von Stark selbst klar erkannt worden und auf Grund einer Reihe von Beobachtungen hat er versucht, zu allgemeinen Vorstellungen über die Erregungsprozesse der verschiedenen Spektraltypen zu gelangen.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 401. 1906.

Durch Versuche über das Wasserstoffserienspektrum kommt Stark u. a. zu dem Resultat, daß das *Serienspektrum der bewegten Träger*, seiner Intensitätsverteilung nach, sich mit der Spannung ändert und zwar so, daß einer Erhöhung der Spannung — oder Vergrößerung der Geschwindigkeiten — eine relative Herabsetzung der Intensität der langwelligen Linien entspricht.

Hierdurch meinte Stark einen Beweis für die Annahme zu finden, daß die Intensitätsverschiebung in den Serienspektren mit der Energie der einzelnen Strahlen in ähnlicher Weise erfolgt, wie die durch Temperaturerhöhung hervorgerufene Intensitätsänderung des natürlichen Spektrums.

Die translatorische Energie der Kanalstrahlen sollte für das Serienspektrum der bewegten Träger die Rolle einer Temperatur spielen und er behauptet, daß eine Vergrößerung der translatorischen Energie eine Vergrößerung der Lichtemission hervorruft in derselben Weise, wie der Vergrößerung der Temperatur eine vergrößerte Gesamtausstrahlung eines schwarzen Körpers entspricht.[1])

Wäre diese Auffassung richtig, so müßte die Intensitätsverteilung innerhalb zweier Dopplerstreifen verschiedener Serienlinien sich mit der Geschwindigkeit ändern, und einige Beobachtungen von Stark zeigen in der Tat eine solche Variation.

Paschen[2]) hat hierüber Versuche gemacht; er findet aber, daß die Verteilung für kleine Geschwindigkeiten dieselbe ist wie für große.

Andererseits haben Stark und Steubing[3]) behauptet, daß Paschens Resultate doch zugunsten einer Variation der Verteilung mit der Geschwindigkeit gedeutet werden könnten. Sie haben auch weitere Versuche gemacht, um die Frage zu erledigen und eine Verschiebung gefunden, die zugunsten der Starkschen Auffassung gedeutet wird. Die erste Reihe der Messungen von Stark und Steubing bezieht sich auf die Gesamtintensität mit Hilfe von Beobachtungen senkrecht zur Strahlungsrichtung. Sie sind indessen der Meinung, daß die

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 434. 1906.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**. p. 423. 1907.

3) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **26**. p. 918. 1908; **28**. p. 974. 1909.

dadurch gemessenen Änderungen von den Variationen der bewegten Intensität herrühren müssen, da in *Wasserstoff die ruhende Intensität im Vergleich mit der bewegten sehr klein sei.*

Kürzlich ist die Frage in einer Arbeit von Lunkenheimer[1]) behandelt worden. Er findet die Resultate von Paschen bestätigt. Die Variation der Gesamtintensität untersucht er sowohl durch direkte subjektive Photometrierung als durch eine photographisch-photometrische Methode.

Die durch die beiden Methoden gewonnenen Resultate stehen in scheinbarem Widerspruch zueinander. Die direkte Methode hat keine Verschiebung gegeben, die andere Methode dagegen hat einen Effekt gegeben, und zwar in der von Stark und Steubing angegebenen Richtung.

Den scheinbaren Widerspruch seiner beiden Methoden sucht er — sicher mit gewissem Recht — durch verschiedene Kathodenformen und die damit zusammenhängenden verschiedenen Druckverhältnisse zu erklären.[2])

Wie die Sache steht, hat man noch keine Klarheit über die Gesetze und Variationen, denen das Serienspektrum des Wasserstoffs unterworfen ist. Weitere Versuche scheinen deshalb notwendig, um diese für das Leuchtproblem so fundamentale Frage möglicherweise zu erledigen.

Auf Vorschlag von Hrn. W. Wien habe ich im Laufe des letzten Wintersemesters eine Reihe von Versuchen gemacht, die hauptsächlich die Intensitätsverteilung des Wasserstoffserienspektrums unter verschiedenen Erregungsbedingungen behandeln.

Einige der Resultate habe ich schon in einer vorläufigen Mitteilung veröffentlicht[3]), und ich hoffe, daß die gemachten Untersuchungen über die erwähnten Fragen volle Klarheit bringen werden.

Teilweise im Anschluß an die erwähnten Versuche habe ich auch Untersuchungen angefangen über die Leuchtfähigkeit und Erregungsfähigkeit, die Kanalstrahlen unter verschiedenen Umständen besitzen. Dieser zweite Teil ist noch im Anfangs-

1) F. Lunkenheimer, Ann. d. Phys. **36**. p. 134. 1911.
2) F. Lunkenheimer, Ann. d. Phys. **37**. p. 823. 1912.
3) L. Vegard, Sitzungsber. d. phys.-med. Ges. Würzburg 1912.

stadium und die hier über diese Frage mitgeteilten Resultate sind gewissermaßen nur als vorläufige zu betrachten.

Diese Untersuchungen — von ihrer rein physikalischen Bedeutung abgesehen — stehen auch in gewissem Zusammenhang mit der Frage nach der physikalischen Natur derjenigen kosmischen Strahlungen, die in den verschiedenen Fällen die Polarlichterscheinungen hervorrufen, eine Frage, die ich in einer früheren Arbeit[1]) behandelt habe.

Die Untersuchungen umfassen die folgenden Probleme:

1. Vergleich der Intensitätsverteilung des Wasserstoffserienspektrums für negatives Glimmlicht und Kanalstrahlen bei denselben Entladungsbedingungen.

2. Die Feststellung und Messung einer möglichen Verschiebung in der Verteilung der Gesamtintensität bei Änderung der Entladungsspannung.

3. Die Trennung von Spannungs- und Druckeffekt in der beobachteten Totalverschiebung.

4. Die Erklärung des Druck- und Spannungseffektes durch Zerlegung in bewegte und ruhende Intensität.

5. Über die Abhängigkeit der Lichtstärke in der ruhenden und bewegten Intensität von der Strahlungsgeschwindigkeit und von dem Druck des Gasraumes, in welchen die Strahlen hineindringen.

Vergleichbarkeit von zwei Spektren.

§ 2. Wir denken uns in der zu untersuchenden Lichtquelle eine Kugel mit Radius 1 gelegt, die in einem gewissen Augenblick eine gewisse Anzahl von Emissionszentren einschließt. Konzentrisch mit dieser Kugel denken wir uns eine zweite mit viel größerem Radius gelegt, und wir nehmen an, daß die Strahlen von der inneren bis zur äußeren Kugel gelangen können, ohne absorbiert zu werden.

Jede monochromatische Lichtart, die einer Spektrallinie, z. B. H_β, entspricht, sendet pro Sekunde durch die äußere Kugel eine Energie M_a, die als Emissionsintensität der betreffenden Linie definiert werden kann.

---

1) L. Vegard, Phil. Mag. Febr. 1912.

Von einer Lichtquelle (1) werden die Linien, z. B. die Wasserstoffserienlinien, mit Intensitäten M_α', M_β', ... in einer zweiten (2) mit Intensitäten M_α'', M_β'', ... emittiert.

Um mögliche Unterschiede in der Intensitätsverteilung von zwei Linien zu untersuchen, bilden wir das folgende Doppelverhältnis:

(1a) $$\varkappa_{\alpha,\beta}^{1,2} = \frac{M_\alpha'/M_\beta'}{M_\alpha''/M_\beta''}.$$

Bei gleicher Verteilung ist dieses Verhältnis gleich 1. Die Abweichung von der Einheit gibt uns dann ein Maß für die Verschiedenheit in der Verteilung.

Die auf die photographische Platte pro Längeneinheit der Spektrallinien fallenden Intensitäten (J) sind mit den emittierten Intensitäten nicht proportional, sondern wir haben:

$$M_\alpha = \delta_\alpha J_\alpha$$
$$M_\beta = \delta_\beta J_\beta$$
$$\cdot\cdot \quad \cdot\cdot\cdot$$

wo δ_α, δ_β Größen sind, die sowohl von dem Spektrographen als von der Lage der Lichtquelle relativ zum Spalt abhängen.

Will man mittels spektraler Zerlegung die Intensitätsverteilung von zwei Lichtquellen vergleichen, so muß man es so einrichten, daß die Größe δ für eine bestimmte Spektrallinie bei sämtlichen Spektren denselben Wert hat, oder wenn die zwei Spektren mit (1) und (2) bezeichnet werden, muß man haben:

(2) $$\begin{cases} \delta_\alpha'' = \delta_\alpha' \\ \delta_\beta'' = \delta_\beta' \\ \cdot\cdot \quad \cdot\cdot \end{cases}$$

Wenn die Bedingungen für Vergleichbarkeit erfüllt sind, bekommt man:

(1b) $$\varkappa_{\alpha,\beta}^{1,2} = \frac{M_\alpha'/M_\beta'}{M_\alpha''/M_\beta''} = \frac{J_\alpha'/J_\beta'}{J_\alpha''/J_\beta''}.$$

Bei vergleichbaren Spektren können wir also für die Bestimmung der Intensitätsverteilung die auf der photographischen Platte gemessenen Intensitäten benutzen, anstatt die Emissionsintensitäten selbst.

Damit die Relation (2) erfüllt sei, muß bei den beiden Aufnahmen die Geometrie des optischen Vorganges genau dieselbe sein. Bewegliche Teile des Spektrographen müssen deshalb festgestellt werden. Vor allem aber ist es von besonderer Bedeutung, daß die Stellung der Lichtquelle relativ zum Spalt bei den Vergleichsaufnahmen dieselbe ist.

Wenn die Kollimatorlinse nicht überall mit gleich intensivem Lichte ausgefüllt ist, was oft bei direkter Anvisierung der Lichtquelle nicht möglich ist, kann eine Bewegung der Lichtquelle relativ zum Spalt eine ganz andere spektrale Intensitätsverteilung geben.

In gewissen Fällen gestatten die Versuche, sowohl Spektrograph als Lichtquelle während sämtlicher Vergleichsexpositionen in unveränderter Lage zu halten. Sind aber die zu vergleichenden Lichtquellen räumlich getrennt, so kann man nicht sicher wissen, ob die Relation (2) erfüllt ist.

Diese Schwierigkeit habe ich dadurch überwunden, daß ich eine matte Glasscheibe als sekundäre Lichtquelle eingeführt habe. In einem Abstand von 2—3 cm vom Spalt und mit dem Kollimatorrohr fest verbunden ist ein Schirm angebracht. In diesem Schirm gerade vor dem Spalt ist ein zweiter Spalt ausgeschnitten, der gerade so groß ist, daß der Öffnungskegel des Kollimators durch die Öffnung begrenzt ist. Vor dieser Öffnung ist die Mattscheibe an dem Schirm festgeklebt. Die Mattscheibe zerstreut das Licht und dient als eine sekundäre Lichtquelle, die ihre Lage relativ zum Spalt unverändert beibehält.

Ohne diese Vorsichtsmaßregel kann man im Falle von räumlich getrennten Lichtquellen ziemlich alle möglichen Resultate bekommen, wenigstens wenn die zu vergleichenden Spektralbereiche sehr verschiedenen Wellenlängen entsprechen.

Allgemeine Bemerkungen über die bei den Intensitätsmessungen benutzte Methode.

§ 3. Für die Ausmessung der Intensitäten wurde eine photographisch-photometrische Methode angewandt. Die zu vergleichenden Spektren wurden zuerst photographisch auf-

genommen und die Intensitäten durch Photometrierung der Schwärzung mittels eines Hartmannschen Photometers bestimmt.

Eine notwendige Bedingung dafür, daß diese Methode sichere Resultate gibt, ist die, daß die abgelesene Keilstellung des Photometers mit Hilfe einer Schwärzungsfunktion die Intensität eindeutig bestimmt. Machen wir z. B. zwei Aufnahmen mit derselben Lichtstärke und denselben Expositionszeiten auf zwei Platten, so wird man doch gewöhnlich verschiedene Schwärzungen messen. Selbst bei gleicher Behandlung erhalten die Platten eine verschiedene Grundschwärzung, und über die Wirkung eines solchen Schleiers ist es kaum möglich, allgemeine Gesetze aufzustellen.

Dagegen wird man im allgemeinen annehmen können, daß die Aufnahmen einer einzigen Platte einer und derselben Schwärzungsfunktion gehorchen, die dann für jede Platte experimentell bestimmt werden muß.

In Übereinstimmung mit diesen Betrachtungen sind die später angegebenen Intensitäten in folgender Weise bestimmt.

Es wird angenommen, daß für jede Platte eine Schwärzungsfunktion von der Schwarzschildschen Form gilt oder:

$$i^{1/p}\, t = F(s) = F\left(\omega\,(k)\right) = f(k).$$

i ist die Lichtintensität pro Flächeneinheit des betreffenden Punktes. s ist die Schwärzung, die durch die Photometerkeilstellung (k) eindeutig bestimmt ist.

Die Funktion f bestimmt man wie gewöhnlich durch eine Reihe von Aufnahmen von derselben konstanten Lichtquelle, die sich durch verschiedene Expositionszeiten unterscheiden. Durch Photometrierung der Intensitätsmarken erhält man eine Reihe von Keilstellungen $k_1\, k_2 \ldots k_n$ mit entsprechenden Expositionszeiten $t_1\, t_2 \ldots t_n$. Durch diese zugehörigen Werte von t und k ist eine *Schwärzungskurve* $t = \varphi(k)$ bestimmt, und die Intensität eines Punktes mit Keilstellung (k) ist durch die Gleichung bestimmt:

$$\left(\frac{i}{i_0}\right)^{1/p} = \frac{\varphi\,(k)}{t}\,. \tag{3}$$

Für die Gesamtintensität pro Längeneinheit (J) eines Spektralstreifens bekommt man:

$$J = \frac{i_0}{t^p} \int [\varphi(k)]^p \, dx ,$$

wo dx ein Längenelement senkrecht zur Streifenrichtung bedeutet. Am besten verfährt man so, daß man k und $[\varphi(k)]^p$ für konstante Intervalle Δx bestimmt, und man bekommt:

$$J = \frac{i_0 \, \Delta x}{t^p} \sum [\varphi(k)]^p . \tag{4}$$

In vielen Fällen, wo es sich um das Verhältnis der Intensitäten von zwei Spektralstreifen handelt, kann man einfacher dieses Verhältnis durch die Maximalwerte der Intensitäten berechnen. Es mögen für Streifen (1) die x-Werte von einem Punkte O_1 und für den zweiten Streifen von O_2 gemessen werden. Es ist dann in vielen Fällen möglich, O_1 und O_2 so zu wählen, daß zwischen den beiden Streifen die folgende Beziehung besteht:

$$\frac{i_1(x_1)}{i_2(x_2)} = q, \text{ wenn } x_2 = w x_1 , \tag{5}$$

wo sowohl q als w von x unabhängig sind. Zwei Punkte der beiden Streifen, für welche $x_2 = w x_1$, kann man korrespondierende Punkte nennen und die entsprechenden i-Werte korrespondierende Intensitäten.

Ist die Gesamtintensität zwischen zwei Punkten in dem einen Streifen J_1' und die Intensität zwischen den korrespondierenden Punkten des zweiten Streifens J_2', so läßt sich leicht die folgende Relation beweisen:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{J_1'}{J_2'} = \frac{q}{w} . \tag{6a}$$

w ist ein Transformationsfaktor, der in den einzelnen Fällen aus Apparateigenschaften zu bestimmen ist. Die Größe q ist durch das Verhältnis von irgend zwei korrespondierenden Intensitäten gegeben und wird am besten durch die Maximalwerte bestimmt, oder:

$$q = \frac{i_{1\,(\max.)}}{i_{2\,(\max.)}} . \tag{6b}$$

Vergleich von Wasserstoffserienspektren.

§ 4. Beim Vergleich der Spektren von Wasserstoff sind auch für die Intensitätsmarken Wasserstoffspektren benutzt worden. Entweder benutzte ich hierzu die eine zu vergleichende Lichtquelle — die Skalaaufnahmen dienten dann gleichzeitig als Vergleichsaufnahmen — oder wenn diese Lichtquelle zu schwach war, benutzte ich das helle Leuchten, das bei mäßigem Drucke gerade vor der Kathode entsteht.

Dieses Verfahren gestattet mögliche Änderungen der Schwärzungsfunktion φ mit der Farbe zu berücksichtigen, und wenn ein Induktorium als Stromquelle diente, waren sowohl Vergleichsspektrum als Intensitätsskala durch Licht von derselben Intermittenz erzeugt.

Sind (1) und (2) zwei vergleichbare Spektren, so bekommt man leicht mit Hilfe von (4) den folgenden Ausdruck für $\varkappa$:

$$\varkappa_{\alpha,\beta}^{1,2} = \frac{\sum[\varphi_\alpha(k_1)]^p \times \sum[\varphi_\beta(k_2)]^p}{\sum[\varphi_\alpha(k_2)]^p \times \sum[\varphi_\beta(k_1)]^p} \quad (7\,a)$$

Diese Gleichung kann man ganz allgemein anwenden sowohl für bewegte als für ruhende Intensität, auch in Fällen, wo die Bedingungen (5) nicht erfüllt sind.

Bestehen die zwei Spektren aus scharf begrenzten, am besten etwas breiten Spektrallinien, so kann man den Wert von $\varkappa$ auch durch Maximalwerte bestimmen und man bekommt:

$$\varkappa_{\alpha,\beta}^{1,2} = \left[\frac{\varphi_\alpha(k_1{}^m) \times \varphi_\beta(k_2{}^m)}{\varphi_\alpha(k_2{}^m) \times \varphi_\beta(k_1{}^m)}\right]^p \quad (7\,b)$$

Bestehen die Spektren aus Dopplerstreifen, so ist die Bestimmung von $\varkappa$ aus Maximalschwärzungen nur dann möglich, wenn die Dopplerstreifen von den zwei Linien desselben Spektrums die Bedingung (5) erfüllen. Diese Bedingung würde erfüllt sein, wenn die Intensitätsverteilung für gleiche Werte von $\Delta\lambda/\lambda$ in den Dopplerstreifen von $\Delta\lambda$ unabhängig ist. Nach Starks Versuchen sollte dies nicht der Fall sein. Paschen und Lunkenheimer dagegen finden die Verteilung unabhängig von $\Delta\lambda$, und hiermit stimmen die später von mir angegebenen Resultate überein.

Unter der Voraussetzung, daß die erwähnte Bedingung erfüllt ist, bekommt man für das Verhältnis zweier Dopplerstreifen derselben Aufnahme

$$\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta} = \frac{J_{0\,\alpha}}{J_{0\,\beta}} \cdot \frac{1}{w} \left[\frac{\varphi_\alpha(k_\alpha{}^m)}{\varphi_\beta(k_\beta{}^m)}\right]^p .$$

Sollen zwei Dopplerspektren derselben Platte verglichen werden und wird in Betracht genommen, daß w nur vom Spektrographen abhängt und also für vergleichbare Spektren denselben Wert hat, so findet man, daß $\varkappa$ auch im Falle von Dopplerspektren durch Gleichung (7 b) bestimmt ist.

Soll ein gewöhnliches Linienspektrum mit einem Dopplerspektrum verglichen werden, will man z. B. die Verteilung in ruhender und bewegter Intensität vergleichen, so bekommt man:

$$(7\,c) \qquad \varkappa_{\alpha,\,\beta}^{\text{B. R.}} = \frac{1}{w} \left[\frac{\varphi_\alpha(k_b{}^m) \times \varphi_\beta(k_r{}^m)}{\varphi_\alpha(k_r{}^m) \times \varphi_\beta(k_b{}^m)}\right]^p .$$

Die Intensitätsverteilung bei Transversalaufnahmen, berechnet aus ruhender und bewegter Intensität.

§ 5. Durch Bestimmung der Intensitätsverteilung in ruhender und bewegter Intensität können wir die Verteilung bei Transversalaufnahmen berechnen.

Wir führen die folgenden Bezeichnungen ein:

Gesamtintensität bei Transversalaufnahmen A,
„ „ ruhender Intensität J,
„ „ bewegter „ $\mathfrak{J}$.

Eine einfache Überlegung gibt:

$$(8\,a) \qquad \varkappa_{\alpha,\,\beta}^{A,\,J} = \frac{\dfrac{A_\alpha}{A_\beta}}{\dfrac{J_\alpha}{J_\beta}} = \frac{1 + \dfrac{b}{r} f}{1 + f} .$$

Hier bedeutet:

$$(9) \qquad \begin{cases} r = \dfrac{J_\alpha}{J_\beta} = \dfrac{i_{0\,\alpha}}{i_{0\,\beta}} \dfrac{\sum[\varphi_\alpha(k_r)]^p}{\sum[\varphi_\beta(k_r)]^p} = \dfrac{i_{0\,\alpha}}{i_{0\,\beta}} \left[\dfrac{\varphi_\alpha(k_r{}^m)}{\varphi_\beta(k_r{}^m)}\right]^p , \\ b = \dfrac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta} = \dfrac{i_{0\,\alpha}}{i_{0\,\beta}} \dfrac{\sum[\varphi_\alpha(k_b)]^p}{\sum[\varphi_\beta(k_b)]^p} = \dfrac{i_{0\,\alpha}}{i_{0\,\beta}} \left[\dfrac{\varphi_\alpha(k_b{}^m)}{\varphi_\beta(k_b{}^m)}\right]^p , \\ f = \dfrac{\mathfrak{J}_\beta}{J_\beta} = \dfrac{\sum[\varphi_\beta(k_b)]^p}{\sum[\varphi_\beta(k_r)]^p} . \end{cases}$$

Wir sehen aus den Gleichungen (9), daß die Größen f und b/r keine unbestimmten Faktoren enthalten, sondern nur solche Größen, die durch unsere Meßmethode bestimmbar sind. Deshalb ist $\varkappa_{\alpha,\beta}^{A,J}$ durch Gleichung (8a) vollständig bestimmt.

Beim Vergleich von zwei Transversalaufnahmen A_1 und A_2 bekommt man:

$$\varkappa_{\alpha,\beta}^{A_1 A_2} = \frac{r_1}{r_2} \frac{\left(1 + \frac{b_1}{r_1} f_1\right)(1 + f_2)}{\left(1 + \frac{b_2}{r_2} f_2\right)(1 + f_1)} . \tag{8b}$$

Bestimmung des Schwarzschildschen Exponenten p.

§ 6. Bei meinen sämtlichen Aufnahmen wurden die rotempfindlichen Platten von Wratten und Wainwright benutzt. Versuche über den Schwarzschildschen Exponenten p für diese Platten habe ich nicht finden können, weshalb eine Bestimmung von p notwendig war. Es ist früher angenommen, daß man innerhalb des benutzten Schwärzungsbereiches den Wert von p als konstant ansehen darf, und daß p sich auch nicht merklich mit der Farbe ändert. Es war deshalb auch von Bedeutung, die Richtigkeit dieser Annahmen zu prüfen.

Die angewandte Methode war im Prinzip die gewöhnliche. Es wurden auf jeder Platte mindestens zwei Reihen von Aufnahmen gemacht.

Erste Reihe mit Intensität i und Expositionszeiten $T_1, T_2 \ldots T_r \ldots T_n$,
Zweite „ „ „ J „ „ „ $t_1, t_2 \ldots t_r \ldots t_n$.

Die Expositionszeiten waren den Intensitäten gegenüber so gewählt, daß

$$J t_r = i T_r .$$

Bei der geringsten Intensität variierten in meinen Versuchen die Expositionszeiten gewöhnlich von $T_1 = 1$ Min. bis $T_n = 16$ Min. Jede Reihe von Schwärzungsmarken war photometriert und für jede Reihe war eine Kurve aufgetragen, wodurch die Keilstellungen als Funktion von $i \times T$ bzw. $J \times t$ bestimmt waren. Für Punkte gleicher Schwärzung der beiden Kurven hat man:

$$J^{1/p} t_a = f(k_a) = i^{1/p} T_a$$

und

$$p = \frac{\log \frac{J}{i}}{\log \frac{T_a}{t_a}}.$$

Durch die beiden Kurven konnte p für eine Reihe von verschiedenen Keilstellungen bestimmt werden und die mögliche Abhängigkeit von der Schwärzung untersucht werden.

Bei der praktischen Ausführung habe ich die folgende Anordnung benutzt:

Die photographische Platte wurde in eine für diesen Zweck konstruierte schwarze Pappkassette eingesetzt, die auf dem beweglichen Tische einer ca. 3 m langen Photometerbank montiert war. Ein langer Streifen aus schwarzem Karton mit einer Spaltöffnung versehen, konnte vor die Platte geschoben werden. Beim Belichten bekam man eine scharf begrenzte Abbildung des Spaltes auf die Platte.

Am einen Ende der Bank war die Lichtquelle in unveränderter Lage montiert; die Intensität des auffallenden Lichtes wurde in bekanntem Verhältnis durch Verschiebung des Kassettentisches variiert, wodurch das Verhältnis J/i bestimmt wurde.

Als primäre Lichtquelle diente in einigen Versuchsreihen eine Nernstlampe, die durch Regulierung der angelegten Spannung konstant gehalten wurde. Um eine räumlich besser definierte Lichtquelle zu erhalten, und um die Lichtstärke passend herabsetzen zu können, waren vor der Lampe eine Irisblende, und gerade vor dieser Blende eine Milchglasplatte angebracht. Als effektive Lichtquelle diente also eine beleuchtete kleine kreisförmige Scheibe des Milchglases.

Um die Wirkung der Farbe zu untersuchen, wurde p erst mit dem Licht von der Nernstlampe bestimmt, dann wurde ein roter Farbenfilter vor die Milchglasscheibe gebracht und die p-Bestimmung wiederholt.

Weiter war die Möglichkeit vorhanden, daß intermittierendes Licht, wie eines durch Induktorium betriebenen Entladungsrohres einen anderen p-Wert geben konnte. Es wurden deshalb Versuche gemacht, wo anstatt der Nernstlampe ein Wasserstoff-Geisslerrohr benutzt wurde.

Das Rohr war mit demselben Induktorium und Unterbrecher betrieben, was bei den übrigen Expositionen benutzt wurde. Um mögliche Schwankungen in der Lichtquelle zu berücksichtigen, wurden Aufnahmen in symmetrischer Reihenfolge gemacht.

Es war durch Umbauung von Kassette und Lichtquelle und durch passende Abschirmung dafür gesorgt, daß nur Licht von der effektiven Lichtquelle zur Platte gelangte. Die Platte wurde genau so wie bei den übrigen Versuchen entwickelt.

Die Resultate der Versuche sind in den folgenden Tabb. I und II gegeben.

Tabelle I.

k	p
25	0,885
30	0,899
35	0,885

Tabelle II.

Versuchsreihe	Lichtquelle	p
1	Nernstlampe	0,89
2		0,89
3		0,90
4		0,91
5	Rotes Licht	0,885
6		0,875
7		0,90
8		0,90
9	Geisslerrohr	0,89
10		0,90
		0,894

Tab. I zeigt, daß p sich nicht merklich mit dem Schwärzungsgrad ändert, selbst für ziemlich große Schwärzungsunterschiede. Die Keilstellungen 35 und 25 entsprechen in diesem Falle Intensitäten im Verhältnis 5/1.

Die zweite Tabelle zeigt:

1. Daß verschiedene Platten, gleich behandelt, denselben p-Wert geben.

2. Daß die Veränderung der Farbe für diese Platten keinen merkbaren Einfluß auf den p-Wert hat.

3. Daß intermittierendes und gleichmäßig auffallendes Licht keine merkbar verschiedenen p-Werte geben.

Intensitätsverteilung von Wasserstoffserienlinien im Glimmlicht und für Kanalstrahlen.

§ 7. Die für diese Versuche benutzte Apparatanordnung ist in Fig. 1 schematisch angedeutet. Der Wasserstoff wurde vom Entwickelungsapparat durch den Hahn W in einen großen

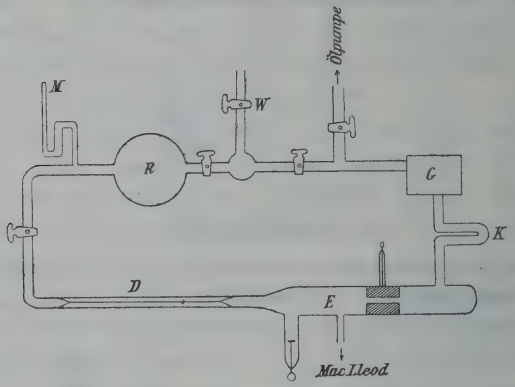

Fig. 1.

Vorratsraum R hineingebracht und der Gasdruck mit dem Manometer M bestimmt.

Um die Entladungsbedingungen während eines Versuches konstant zu halten, wurde die Wiensche Durchströmungsmethode benutzt. Unter konstantem Betrieb der Gaedepumpe G strömte dauernd Gas durch die Kapillare D in das Entladungsrohr E hinein. Bei K wurde mit einem Brei von Aceton und fester Kohlensäure gekühlt, um den Entladungsraum vor Quecksilberdämpfen zu schützen.

Der Wasserstoff wurde entweder von Zink und Schwefelsäure in einem Kippschen Apparat oder durch Elektrolyse von wässeriger Phosphorsäurelösung hergestellt.

Das Entladungsrohr hatte einen Durchmesser von 35 cm. Die Kathode bestand aus einem Eisenzylinder mit einer Aluminiumplatte an der Entladungsseite bedeckt. Sie hatte eine Länge von 5,5 cm und eine Durchbohrung von 4 mm Durchmesser.

Als Stromquelle diente für diese Versuche eine Gleichstrommaschine für Spannungen bis zu 4000 Volt. Bei den Aufnahmen wurde auf konstante Spannung, Druck und Stromstärke reguliert.

Das Glimmlicht und die Kanalstrahlen, deren Spektra verglichen wurden, waren also in demselben Rohr und unter genau denselben Entladungsbedingungen erzeugt.

Für die Spektralaufnahmen wurde ein Prismenspektrograph mit ziemlich kleiner Dispersion benutzt. Der Apparat war für diesen speziellen Zweck sehr geeignet, da mit den benutzten Platten die Linien H_α, H_β und H_γ mit ungefähr gleichen Schwärzungen herauskamen, was natürlich für die genaue Bestimmung möglicher Unterschiede in der Verteilung am günstigsten ist, da alle drei Linien in denselben Schwärzungsbereich kommen.

Ein Nachteil des Apparates bestand in der kleinen Dispersion, wodurch Überlagerungen wahrscheinlich sein konnten. Das Viellinienspektrum war aber schon im Glimmlicht und noch mehr in den Kanalstrahlen sehr schwach gegenüber dem Serienspektrum, und es waren keine diffusen Übergänge in der Nähe der Linien zu bemerken. Die Schwärzung in unmittelbarer Nähe einer Linie war identisch mit der Grundschwärzung der Platte.

Die Resultate sind in Tab. III zusammengestellt.

Die Bedeutung der Größen $\varkappa^{K,N}_{\alpha,\beta}$ und $\varkappa^{K,N}_{\alpha,\gamma}$ kann aus Gleichung (7a) und (7b) ersehen werden.

Die Resultate dieser Messungen zeigen, daß die Intensitätsverteilung des Glimmlicht- und Kanalstrahlenspektrums verschieden ist. *Die rote Linie im Vergleich zu den zwei nächsten Serienlinien ist im Glimmlicht viel schwächer als in den Kanalstrahlen unter sonst gleichen Entladungsbedingungen.*

Die Zahlen zeigen weiter, daß die relative Verschiebung zwischen H_β und H_γ sehr gering ist.

Tabelle III.

Mittlere Spannung 2600 Volt. Mittlere Stromstärke 5,0 M.-A.
Mittlerer Druck 0,11 mm Hg.

Nr. der Platte	$\varkappa^{K,N}_{\alpha,\beta}$	$\varkappa^{K,N}_{\alpha,\gamma}$	Anmerkung
7	1,31	1,53	Aus Maximalwerten
8	1,40	1,40	
12	1,31	1,27	
16	1,34	1,43	Aus Gesamtintensitäten
17	1,31	1,41	
18	1,41	1,38	
20	1,36	1,27	
Mittel	1,35	1,38	

Die Richtigkeit der Resultate wurde mit einem Spektrographen von Steinheil mit viel größerer Dispersion geprüft. Diese Aufnahmen zeigten ganz deutlich einen Effekt in derselben Richtung und die Photometrierung ergab für $\varkappa^{K,N}_{\alpha,\beta}$ den etwas größeren Wert 1,47. H_γ war nicht scharf, wenn H_α und H_β auf größte Schärfe eingestellt waren. Diese Photogramme hatten indessen den Nachteil, daß H_α viel schwächer herauskam als H_β. Ich halte deshalb die mit dem früher erwähnten Spektrographen gefundenen Zahlen für die genaueren. Sämtliche Spektren zum Vergleich von Glimmlicht und Kanalstrahlen sind mit Mattscheibe vor dem Spalt aufgenommen.

§ 8. Im Anschluß an diese Messungen wurde auch das Kanalstrahlenspektrum mit dem Spektrum des Kanalstrahlenlichtes gerade vor der Kathode verglichen. Es wurde bei diesen Versuchen mit sehr langsamer Durchströmung reguliert, um mögliche Druckunterschiede zwischen Entladungs- und Beobachtungsraum zu vermindern. Diese Messungen ergaben als Resultat von mehreren Aufnahmen für $\varkappa^{K_v,K_h}_{\alpha,\beta}$ den Wert 1,00 und für $\varkappa^{K_v,K_h}_{\alpha,\gamma}$ den Wert 1,02. Die Spannung, Druck und Stromstärke waren dieselben, wie unter Tab. III angegeben. Wir sehen also, daß unter diesen Bedingungen die Intensitätsverteilung im Wasserstoffkanalstrahlenspektrum gerade vor und hinter der Kathode dieselbe ist.

Es wurde ferner untersucht, ob das Intensitätsverhältnis dasselbe ist vor der Kathode und in der Leuchtschicht im Entladungsraum, wo die Kanalstrahlen zu leuchten anfangen. Das übrige Licht wurde ausgeblendet, so daß nur eine kleine Schicht (von ein Paar Millimetern) senkrecht zur Röhrenachse zum Spektrographenspalt gelangte. Es zeigte sich, daß die Intensitätsverteilung der beiden Lichtschichten sich nur wenig voneinander unterscheiden.

In einigen Fällen ergaben die Photometrierungen, daß H_α im Vergleich zu H_β und H_γ in der Anfangsschicht des Leuchtens (12 mm vor der Kathode) ein wenig schwächer war, als in der Schicht 1 mm vor der Kathode, während ein Effekt in umgekehrter Richtung nie beobachtet ist.

Die Untersuchung des Leuchtens in der Anfangsschicht hat Interesse in bezug auf gewisse Resultate von Stark und Steubing[1]) und Royds[2]), die angeben, daß die rote Linie bei einer geringeren Geschwindigkeit zum Leuchten angeregt wird, als die Linien mit kürzerer Wellenlänge. Wäre dies der Fall, sollte man erwarten, daß in der Anfangsschicht H_α relativ stärker auftritt als bei der Kathode, wo die Strahlen ihre maximale Geschwindigkeit erreicht haben. Die Resultate zeigen indessen, daß eine Verschiebung in der Richtung nicht vorhanden ist.

Die Intensitätsverteilung in Kanalstrahlen bei verschiedener Spannung.

§ 9. Diese Versuche hatten hauptsächlich den Zweck, die mögliche Existenz einer Intensitätsverschiebung mit veränderter Spannung festzustellen.

Das Entladungsrohr war dasselbe, wie bei den früheren Versuchen. Als Stromquelle diente ein Induktorium mit Hammerunterbrecher.

Da möglicherweise das Induktorium eine andere spektrale Intensitätsverteilung als die Gleichstrommaschine geben könnte, so wurden unter Konstanthalten des Druckes Aufnahmen gemacht, einmal mit Gleichstrom und 2600 Volt Spannung, und

1) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **28.** p. 974. 1909.
2) T. Royds, Phil. Mag. **18.** p. 895. 1909.

dann mit Induktorium, das unter diesen Umständen eine Funkenstrecke von 1 mm gab. Die beiden Spektren der Kanalstrahlen gaben dieselbe Intensitätsverteilung.

In diesen Versuchen wurden Aufnahmen von ca. 1 mm Spannung mit solchen von 9—10 mm Spannung verglichen.

In Tab. IV sind die Resultate gegeben.

Tabelle IV.

Aufnahme 1. Funke 1 mm. Druck 0,11.
Aufnahme 2. Funke 9—10 mm. Druck 0,05.

$x^{1,2}_{\alpha,\beta}$	$x^{1,2}_{\alpha,\gamma}$
1,28	1,35
1,37	1,41
1,43	1,59
1,64	1,61

Jede Zahl der Vertikalkolonne entspricht einer selbständigen Gruppe von Aufnahmen. Aus diesen Zahlen sehen wir, *daß die Gesamtintensität von H_α im Vergleich zu H_β und H_γ bei erhöhter Spannung beträchtlich geschwächt wird.* Auch hier ist die relative Verschiebung von H_β und H_γ sehr gering, was mit den Beobachtungen von Stark und Steubing übereinstimmt.

Die Existenz dieses Effektes wurde auch durch Aufnahmen mit dem Steinheilschen Spektrographen bestätigt.

Die Trennung von Druck und Spannungseffekt bei Transversalaufnahmen.

§ 10. In den letzterwähnten Versuchen war bei mäßigem Betrieb der Pumpe der Druck im Beobachtungs- und Entladungsraum nur sehr wenig voneinander verschieden, so daß die Änderung der Spannung von einer Druckänderung begleitet war, die möglicherweise eine Wirkung auf die Intensitätsverteilung ausübt. Lunkenheimer nimmt sogar an, daß dieser Unterschied eine Hauptrolle bei der Intensitätsverschiebung spielt.

Um die möglichen Druck- und Spannungseffekte zu trennen, habe ich Versuche gemacht, wo nur die eine von den beiden Größen bei zwei Vergleichsaufnahmen verändert wurde.

Dieses Ziel wurde erreicht bei Anwendung eines in Fig. 2 angegebenen Entladungsrohres. Die sonstige Anordnung war dieselbe wie in Fig. 1 angegeben.[1])

Das Rohr war symmetrisch gemacht, so daß Entladungs- und Beobachtungsraum vertauscht werden konnten, ohne daß die Entladungsbedingungen, insofern als sie von der Geometrie des Rohres abhängen, verändert wurden.

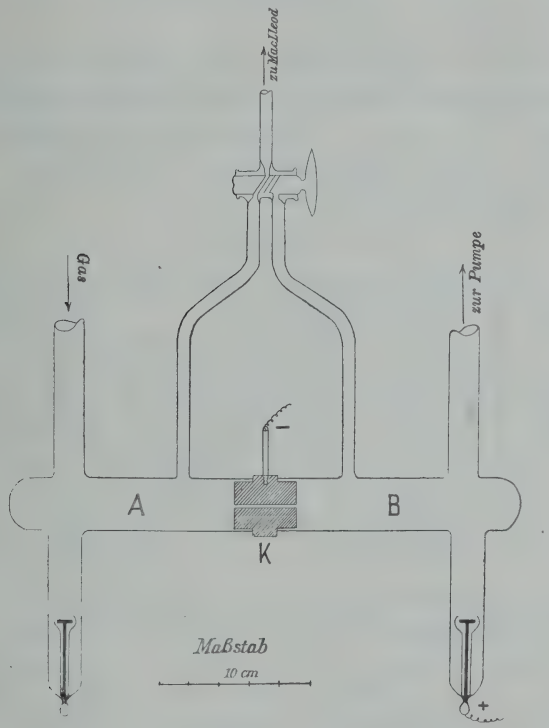

Fig. 2.

Das Rohr bestand aus zwei gleichen Hälften *A* und *B*, die an die Kathode *K* angepaßt und an ihr mittels Siegellack befestigt waren. Hierdurch wurde erreicht, daß kein Gas zwischen Kathode und Röhrenwand durchströmen konnte. Die Kathode war 4 cm lang und hatte eine ziemlich enge Durch-

1) Nur wurde für diese und spätere Versuche der Hammerunterbrecher durch einen Quecksilberunterbrecher ersetzt.

bohrung von 2 mm Durchmesser. Von jeder Röhrenhälfte ging ein Rohr zu dem Mc Leodmanometer.

Bei passender Variation von Durchströmungsgeschwindigkeit war es möglich, einerseits bei Änderung der Spannung den Druck im Beobachtungsraume konstant zu halten — andererseits kann man durch Vertauschung von Entladungs- und Beobachtungsraum den Druck im Beobachtungsraume innerhalb ziemlich weiter Grenzen variieren, ohne die Entladungsspannung zu ändern.

Da bei der Untersuchung der Druckwirkung die beiden zu vergleichenden Lichtquellen räumlich getrennt waren, wurde bei diesen Versuchen mit Mattscheibe vor dem Spalt gearbeitet.

Die in Tab. V gegebenen Zahlen habe ich mit Hilfe des kleinen Spektrographen bekommen.

Tabelle V.

Gruppe der Vergleichs-spektren	Spannungseffekt				Druckeffekt				
	Funke	P_e	P_b	$\frac{(A_\alpha/A_\beta)_1}{(A_\alpha/A_\beta)_2}$	Funke	P_e	P_b	$\frac{(A_\alpha/A_\beta)_1}{(A_\alpha/A_\beta)_2}$	Gewicht
	mm	mm	mm		mm	mm	mm		
I 1	2	0,09	0,10	1,27	2	0,09	0,17	1,12	1
I 2	10	0,05					0,38		
II 1	2	0,09	0,10	1,26	2	0,08	0,10	1,21	2
II 2	10	0,05					0,035		
III 1	2	0,09	0,10	1,30	2	(?)	0,10	1,23	4
III 2	10	0,05					0,035		
			Mittel:	1,28				Mittel:	1,21

Hier bedeuten:

P_e Druck im Entladungsraum.
P_b Druck im Beobachtungsraum.

Die Zahlen zeigen, daß sowohl ein reiner Druckeffekt als ein reiner Spannungseffekt existieren.

Wenn Strahlen von verschiedener Geschwindigkeit in denselben Druck hineingeschossen werden, entspricht bei Transversal-

aufnahmen einer Erhöhung der Spannung eine relative Herabsetzung der Intensität der roten Serienlinie, und *wenn Strahlen derselben Geschwindigkeit in verschiedene Drucke hineingeschossen werden, wird die Gesamtintensität der roten Linie mit vermindertem Drucke kleiner.*

Die Trennung von bewegter und ruhender Intensität bei Longitudinalaufnahmen.

§ 11. Die in den vorigen Paragraphen mitgeteilten Versuche zeigen, daß außer dem Druckeffekt noch ein reiner Spannungseffekt existiert und zwar in der für die Starksche Auffassung günstigen Richtung.

Um möglichst den Ursachen dieser Effekte näher zu kommen, war es notwendig, bei Longitudinalaufnahmen die Variationen von ruhender und bewegter Intensität getrennt zu studieren.

Zuerst wurde bei Anwendung des Steinheilschen Prismenspektrographen mit dem früher beschriebenen symmetrischen Rohre der folgende Versuch gemacht[1]):

Bei passender Regulierung der Durchströmung wurde der Druck im Beobachtungsraum konstant auf 0,10 mm Hg gehalten, während die Spannung bei der einen Aufnahme 2 mm Funkenstrecke, bei der anderen 10 mm Funkenstrecke betrug.

Die Spektrogramme der Serienlinien zeigten einen ganz bedeutenden Unterschied.

Bei hoher Spannung war die ruhende Intensität ungefähr doppelt so groß wie die bewegte, während bei niedriger Spannung die bewegte Intensität drei- bis viermal so groß war wie die ruhende.[2])

Dieses Resultat ist in mehreren Beziehungen von Interesse. Da der Druck derselbe ist, sollten die Kanalstrahlen in beiden

---

1) Dieser Versuch ist schon in der vorläufigen Mitteilung beschrieben worden.

2) Es ist in dieser Verbindung von Interesse, an die Untersuchungen von Strasser (Ann. d. Phys. **31.** p. 890. 1910) zu erinnern, der gefunden hat, daß das Verhältnis zwischen ruhender und bewegter Intensität in Gasgemischen anders ist als im reinen Wasserstoff. Beobachtungen in dieser Richtung sind auch von Baerwald (Ann. d. Phys. **34.** p. 883. 1911) gemacht.

Fällen gleich viele Stöße pro Längeneinheit mit ruhenden Molekülen machen, folglich ist *der Bruchteil der gesamten Lichtenergie, den bei jedem Stoße der bewegte Träger aussendet, von der Entladungsspannung abhängig und wird mit wachsender Geschwindigkeit der Strahlen kleiner.*

Außerdem bedeutet das Resultat, daß die Größe f in den Gleichungen (8a) und (8b) sich mit der Spannung sehr stark ändert. Es ist also die Möglichkeit vorhanden, daß die Variation von f bei dem Spannungseffekt bei Transversalaufnahmen eine bedeutende Rolle spielt.

Für diese Untersuchungen war der Steinheilsche Prismenspektrograph nicht brauchbar. Erstens war die rote Linie relativ zu schwach, zweitens war die Dispersion für H_α zu gering, um eine gute Trennung von ruhender und bewegter Intensität zu bekommen.

Für alle folgenden Spektralaufnahmen habe ich deshalb eine Gitteraufstellung benutzt.

Das benutzte Rowlandsche Gitter ist schon von Lunkenheimer beschrieben worden, und auch die Aufstellung war im Prinzip dieselbe wie bei ihm, nur mit dem Unterschied, daß ich das Gitter auf dem Prismentisch eines ziemlich lichtstarken Spektrographen aufstellte, während er eine Anordnung mit einer gewöhnlichen Kamera benutzte.

In Übereinstimmung mit Lunkenheimer habe ich H_α in der zweiten, H_β in der dritten Ordnung benutzt, und diese beiden Linien wurden scharf eingestellt und verglichen. Hier war die Dispersion der beiden Linien ziemlich groß (für H_β 20,6 Ångström pro mm), so daß ich mit einem breiten Spalt (0,14 mm) doch ganz gute Trennung bekam.

Die Anwendung eines breiten Spaltes ist sehr wichtig für die genaue Ausmessung der Intensitäten.

Das Verhältnis der Breiten der beiden Dopplerstreifen läßt sich aus der benutzten Aufstellung leicht berechnen. Wir bezeichnen mit Δl_α und Δl_β die Abstände der betreffenden ruhenden Intensität von Punkten des Dopplerstreifens gleicher Geschwindigkeit und bekommen für die benutzte Aufstellung:

$$\frac{\Delta l_\beta}{\Delta l_\alpha} = \frac{3\lambda_\beta}{2\lambda_\alpha} = 1{,}11 = w.$$

Wie wir sehen, unterscheidet sich die Breite der beiden Dopplerstreifen nur wenig, was für einen genauen Vergleich der beiden Linien sehr wertvoll ist.

Bei den sämtlichen Longitudinalaufnahmen war der Spektrograph so aufgestellt, daß das Kollimatorrohr einen kleinen Winkel mit der Röhrenachse bildete, wodurch *erreicht wurde, daß nur Licht von den Strahlen hinter der Kathode zum Gitter gelangte.*

In Tab. VI sind die Resultate der ersten Gitteraufnahmen gegeben. Die Kanalstrahlen wurden mittels des symmetrischen Entladungsrohres erzeugt.

Tabelle VI.

$P_b = 0{,}10$ mm.

Platte	Funkenstrecke 2 mm. $P_e = 0{,}08$ mm.				Funkenstrecke 10 mm. $P_e = 0{,}050$ mm.			
	H_α		H_β		H_α		H_β	
	Ruh.	Bew.	Ruh.	Bew.	Ruh.	Bew.	Ruh.	Bew.
1	178	849	176	574	195	zu schwach	193	zu schwach
2	211	1155	223	750	378	460	387	281

P_e bedeutet Druck im Entladungsraum,
P_b „ „ „ Beobachtungsraum.

Die Zahlen repräsentieren für den betreffenden Streifen den Wert $i_0 \sum [\varphi(k)]^2$. Wir müssen außerdem beachten, daß nur die zwei Spektren auf derselben Platte vergleichbar sind.

Die Bedeutung dieser Zahlen wird in Tab. VII besser zum Vorschein kommen.

Tabelle VII.

Platte	Funke	r	b	b/r	f	r_{10}/r_2
1	2 mm	1,01	1,48	1,48	3,25	1,00
	10	1,01	—	—	—	
2	2	0,95	1,54	1,63	3,35	1,03
	10	0,98	1,63	1,66	0,73	

Diese Tabelle zeigt folgendes:

1. *Die Intensitätsverteilung der ruhenden Intensität ändert sich nicht merkbar mit der Spannung.*

2. *Die Intensitätsverteilung der bewegten Intensität ist auch innerhalb der möglichen Fehler von der Spannung unabhängig.*

3. *Die Verteilung der ruhenden aber unterscheidet sich ganz bedeutend von derjenigen der bewegten Intensitäten, und zwar so, daß in der bewegten Intensität die rote Linie relativ viel stärker auftritt.*

Von Gleichung (8) sehen wir, daß wenn b und r voneinander verschieden sind, die Intensitätsverteilung bei Queraufnahmen von f abhängen wird. In der Tat, wie wir später sehen werden, ist der Unterschied von r und b zusammen mit der großen Variation von f genügend, um den ganzen Spannungseffekt bei Transversalaufnahmen zu erklären.

§ 12. Für die Untersuchung des Druckeffektes war das symmetrische Rohr nicht geeignet. Da die zu vergleichenden Spektren von verschiedenen Enden des Rohres hätten aufgenommen werden müssen, wäre es notwendig gewesen, eine Mattscheibe vor dem Spalt zu benutzen, was die Expositionszeiten sehr verlängert hätte. Außerdem wäre es wünschenswert, die gemessenen Lichtintensitäten in Beziehung zur Energie und Ladung der Strahlen zu setzen.

Für die weiteren Versuche habe ich deshalb meine experimentelle Anordnung etwas verändert.

Anstatt große Druckunterschiede dadurch zu erreichen, daß Entladungs- und Beobachtungsraum vertauscht wurden, habe ich die Richtung des Gasstromes umgekehrt.

Durch Umkehrung der Durchströmungsrichtung im Entladungsrohr wurde die in Fig. 3 schematisch angedeutete Vorrichtung erreicht.

Das Rohr zur Pumpe teilte sich bei A in zwei Zweige, der eine ging zum Beobachtungs-, der andere zum Entladungsraum. Bei B_1 und B_2 konnten die Zweige durch Quecksilberverschlüsse beliebig geöffnet oder geschlossen werden. Durch den Zweiweghahn C konnte das Gas entweder in den Entladungsraum oder in den Beobachtungsraum hineingelassen werden.

Bei D_1 und D_2 wurde durch feste CO_2 gekühlt. Der Apparat war so zusammengeblasen, daß die Kühlzweige D_1 und D_2 zusammen mit dem Rohr zum Mac Lleodmanometer in dasselbe Kühlgefäß hineingingen. Weiter war B_1 und B_2 mit demselben Zweiweghahn verbunden.

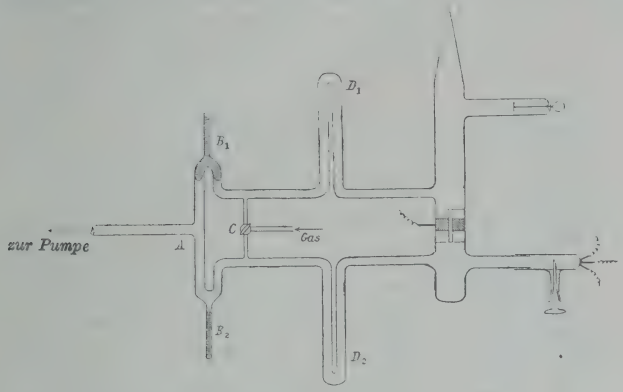

Fig. 3.

Das Entladungsrohr ist in Fig. 4 angegeben. Die Kathode war dieselbe wie in dem symmetrischen Rohr und die Befestigung an den beiden Glasröhren dieselbe. Für die Messungen der Energie und Stromführung der Strahlen war gerade hinter der Kathode ein Ansatzrohr angesetzt. Der Faradayzylinder mit Thermoelement war in ein zylindrisches Gefäß C zusammengestellt. Der Zylinder C war durch ein Kupferband mit dem drehbaren Glasstopfen H verbunden. Das Loch l zu dem Faradayzylinder konnte durch passende Drehung der Schliffe S_1 und S_2 in den Strahlungsgang gebracht werden.

Die Anordnung des Faradayzylinders und Thermoelementes geht aus Fig. 5 hervor. Der Faradayzylinder F diente gleichzeitig als Aufnehmer der elektrischen Ladung der Strahlen und als Hitzkörper bei den Energiemessungen. Er war aus dünnem Kupferblech gemacht, damit die Wärmekapazität nicht zu groß wurde, und war an vier kurze Füße des Ebonitzylinders l_2 befestigt, so daß er nur durch vier kleine Flächen mit dem Ebonit in Berührung stand. Der Ebonitpfropfen mit

Faradayzylinder war an einem Messingstab M angesetzt, der wieder in dem Ebonitstück l_1 eingeschraubt war.

Das Thermoelement bestand aus dünnen Drähten von Manganin m (Durchmesser 0,025 mm) mit Konstantan k_1 und k_2 (Durchmesser 0,08 mm). Die eine Lötstelle war auf der Seitenwand des Faradayzylinders, die andere an dem Messingstab M,

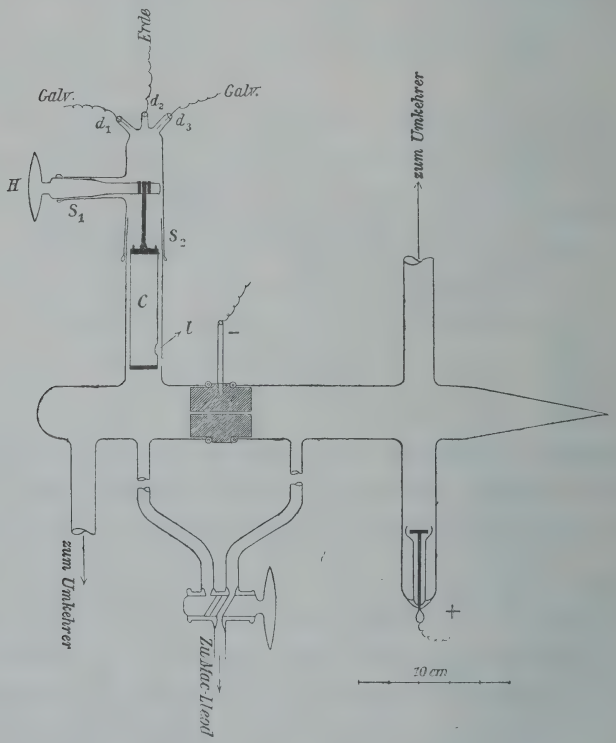

Fig. 4.

der bei den Energiemessungen als konstantes Wärmereservoir diente.

Der äußere Zylinder war durch c mit der Erde verbunden. Sowohl Galvanometer als Leitungen waren gut isoliert.

Bei der Messung des Kanalstrahlenstromes wurde a isoliert gehalten und b durch Galvanometer mit der Erde verbunden.

Bei den Energiemessungen wurde die Erdleitung aufgehoben und a und b durch Galvanometer verbunden. Um

die störende Wirkung von Ladungsstrom durch mögliche Isolationsfehler zu berücksichtigen, wurde auch der Thermostrom gemessen, wenn b mit der Erde verbunden war. Die Erdung hatte nur sehr geringen Einfluß auf den Galvanometerausschlag. und bei Kenntnis der Widerstände und Gesamtgröße des Ladungsstromes konnte dann der wahre Thermostrom berechnet werden und mit demjenigen ohne Erdung gemessenen verglichen werden.

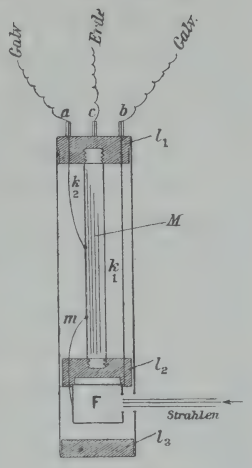

Fig. 5.

Bei den Energiemessungen wurde die Nullstellung des Galvanometers in der Weise bestimmt, daß die Kanalstrahlen unterbrochen wurden, während der Stromkreis geschlossen war. Die Abkühlung des Zylinders ging sehr schnell und die so bestimmte Nullstellung unterscheidet sich kaum merkbar von derjenigen bei unterbrochenem Stromkreise.

Die Relativwerte der Strahlungsenergie wurden mittels der Temperaturerhöhung des Faradayzylinders im stationären Zustand gemessen. Es möge im stationären Zustande die Temperatur des Faradayzylinders t_s und die des Messungsstabes und der umgebenden Körper t_0 sein. Führen die Kanalstrahlen pro Sekunde eine Energie E in den Zylinder hinein, so bekommt man:

$$E = \psi(P_b)(t_s - t_0) = k \cdot \psi(P_b) \cdot \tau .$$

$\psi(P_b)$ ist eine für den Meßapparat charakteristische Größe, die von dem umgebenden Gasdrucke abhängig ist. τ ist die gemessene elektromotorische Kraft des Thermostromes.

Die Variation der Empfindlichkeit des Thermoelementes mit Drucke war bei meiner Anordnung und in dem bei mir benutzten Druckintervall ziemlich bedeutend. Der Einfluß des Druckes wurde in folgender Weise bestimmt.

Durch Drehung des Schliffes s_2 (Fig, 4) wurde das Loch l in dem Zylinder c in Richtung senkrecht zur Röhrenachse gesetzt. Das Bild einer konstanten zirkular abgegrenzten Lichtquelle wurde mittels einer Linse in den Faradayzylinder hinein-

geworfen in der Weise, daß beim Eintritt die Zylinder nicht vom Lichtbündel getroffen wurden. Bei Regulierung der Durchströmung des Wasserstoffs wurde der Druck im Beobachtungsraum variiert und die entsprechenden Ausschläge des Galvanometers bei stationärem Zustand beobachtet. Bei den hier in Betracht kommenden Drucken 0,10 und 0,035 mm war die Empfindlichkeit bei den niedrigeren Drucken 1,93 mal größer als bei den höheren.

Die Energie- und Strommenge der Kanalstrahlen wurde vor und nach jeder Gitteraufnahme gemessen.

Das Induktorium wurde auf gleiche Stromstärke im Primärstrom reguliert, und ferner war durch Regulierung des Gasdruckes im Vorratsraum und der Geschwindigkeit der Pumpe sowohl Druck im Beobachtungsraum als Spannung während der Exposition konstant gehalten.

Um einen zuverlässigen Vergleich zwischen Lichtstärke und Energiemenge zu haben, waren gleichzeitig mit den Longitudinalaufnahmen auch Transversalaufnahmen mit dem kleinen Prismenspektrograph gemacht, und zwar so, daß genau dieselbe Stelle, wo die Energie gemessen wurde, anvisiert war.

Mit dem letzt beschriebenen Rohr und übrigen Anordnungen sind zwei Versuchsreihen gemacht.

Die erste Reihe, die in Tabb. VIII und IX dargestellt ist, besteht aus vier Longitudinalaufnahmen entsprechend zwei Drucken und bei jedem Drucke zwei Spannungen. Gleichzeitig waren Transversalaufnahmen gemacht.

In diesen Aufnahmen war in der Nähe von H_α etwas diffuse Schwärzung durch Superposition von dem blauen Licht in der dritten Ordnung. Außerdem war auch die H_α-Linie gegenüber H_β etwas zu stark, was die Genauigkeit des Vergleichs etwas verminderte.

Um H_α mit ihrem Dopplerstreifen ganz frei von möglichen Überlagerungen zu erhalten, habe ich gerade vor der Platte an der Stelle der roten Linie ein gelbes Farbenfilter eingesetzt, und zwar so, daß es relativ zum Strahlengang in fester Lage war.

Durch das Filter war H_α nur wenig absorbiert, nur so viel, daß die Schwärzung von der ruhenden H_α-Linie derjenigen der ruhenden H_β-Linie ungefähr gleich wurde; die

Tabelle VIII.

Nr. der Aufnahme	Entladungsbedingungen			Strahlenstärke		Longitudinalaufnahmen mit Gitter. Platte 3					Queraufnahmen	
	Funkenstrecke	P_e	P_b	E	S_p	Expositionszeit	H_α		H_β		$\frac{A_\alpha}{A_{0\alpha}}$	$\frac{A_\beta}{A_{0\beta}}$
							$\frac{J_\alpha}{i_{0\alpha}}$	$\frac{\Im_\alpha}{i_{0\alpha}}$	$\frac{J_\beta}{i_{0\beta}}$	$\frac{\Im_\beta}{i_{0\beta}}$		
	mm	mm	mm		M.-A.							
1	10	0,052	0,098	5,00	$11{,}7 \cdot 10^{-3}$	$3^h 40^m$	232	330	151	136	0,87	1,00
2	2	0,072	0,100	2,18	7,6 „	3 45	64,2	307	42,1	145	1,18	1,04
3	2	0,072	0,035	1,96	2,3 „	3 50	28,1	251	21,4	151	0,62	0,67
4	10	0,050	0,036	6,05	2,6 „	3 50	73,2	155	50,9	93,7	0,44	0,56

Tabelle IX.

Platte 3.

Nr. der Aufnahmen	$r \times \left(\frac{i_{0\beta}}{i_{0\alpha}}\right)$	$b \times \left(\frac{i_{0\beta}}{i_{0\alpha}}\right)$	$\frac{b}{r}$	f	$\frac{b_{0,10}}{b_{0,035}}$
1	1,50	2,45	1,63	0,90	1,36
2	1,45	2,12	1,46	3,45	
3	1,43	1,66	1,16	7,05	
4	1,38	1,65	1,19	1,84	

P_e und P_b sind Drucke im Entladungs- und Beobachtungsraum. E Strahlenenergie in relativem Maß. S_p Strom der Strahlen. Über die Bedeutung der Größen J, $\Im$, i_0, A vgl. §§ 3, 4 und 5.

Tabelle X.

Nr. der Aufnahme	Entladungsbedingungen			Strahlenstärke		Longitutinalaufnahme. Platte 4						Queraufnahme
	Funkenstrecke	P_e	P_b	E	S_p	Expositionszeit	Messungsart	H_α $\frac{J_\alpha}{i_{0\alpha}}$	H_α $\frac{\Im_\alpha}{i_{0\alpha}}$	H_β $\frac{J_\beta}{i_{0\beta}}$	H_β $\frac{\Im_\beta}{i_{0\beta}}$	$\frac{A_\beta}{A_{0\beta}}$
	mm	mm Hg	mm Hg		M.-A.							
1	10	0,049	0,035	14,5	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$	$2^h 49^m$	Gesamt	113	235	125	204	0,77
							Max.	18,1	10,7	20,3	8,09	
2	6	0,056	0,035	8,3	6,2 „	2 55	Gesamt	91,0	386	100	322	1,00
							Max.	14,2	22,3	16,3	16,2	
3	2	0,072	0,035	3,3	4,3 „	3 00	Gesamt	44,2	454	51,3	369	0,86
							Max.	6,32	32,3	6,74	22,6	
4	2	0,072	0,102	1,7	6,3 „	2 52	Gesamt	74,2	474	82,0	290	1,18
							Max.	11,2	32,5	12,7	18,3	
5	6	0,056	0,097	6,2	15,0 „	2 50	Gesamt	251	523	294	365	1,61
							Max.	39,3	30,3	43,7	19,2	
6	10	0,049	0,098	8,5	15,0 „	2 45	Gesamt	348	341	374	215	1,70
							Max.	49,9	19,8	52,7	11,3	

Tabelle XI.

Platte 4.

Nr. der Aufnahme	$r \times \frac{i_{0\beta}}{i_{0\alpha}}$			$b \times \frac{i_{0\beta}}{i_{0\alpha}}$			$\frac{b}{r}$	$\frac{b_{0,10}}{b_{0,035}}$	f
	Gesamt	Max.	Mittel	Gesamt	Max.	Mittel			
1	0,90	0,92	0,91	1,15	1,20	1,18	1,30		1,64
2	0,91	0,88	0,90	1,20	1,23	1,21	1,34		3,22
3	0,87	0,94	0,90	1,23	1,27	1,25	1,39	1,28	7,18
4	0,90	0,85	0,88	1,63	1,60	1,62	1,84		3,53
5	0,85	0,91	0,88	1,44	1,43	1,44	1,64		1,24
6	0,93	0,95	0,94	1,59	1,58	1,59	1,69		0,57

Abschwächung des Blau aber war so vollständig, daß sogar H_γ, das in die Nähe von H_α fiel und sonst ziemlich stark herauskam, nach der Einführung des Filters nicht mehr auf der Platte bemerkt werden konnte.

Mit diesem Filter ist die letzte Versuchsreihe gemacht worden. Sie besteht aus sechs Longitudinalaufnahmen bei zwei verschiedenen Drucken und für jeden Druck für drei Spannungen, die 2, 6 und 10 mm Funkenstrecke entsprechen. Die Resultate dieser Aufnahmen, die ich für die genauesten halte, sind in den Tabb. X und XI zusammengestellt.

In Fig. 6a sind die Intensitätsverteilungen der zwei Linien in den sechs Aufnahmen graphisch dargestellt, und Fig. 6b gibt eine Reproduktion der photographischen Aufnahme.

Die Abszissen Fig. 6a sind mit den auf der Platte direkt gemessenen Längen proportional. Die Ordinaten sind mit den Größen $[\varphi(k)]^p$ proportional gesetzt. Für die beiden Serienlinien läßt sich die Intensität aus den gemessenen Ordinaten (o) in folgender Weise bestimmen. Für H_α:

$$J_\alpha = \frac{c_\alpha}{t^p} o_\alpha,$$

für H_β:

$$J_\beta = \frac{c_\beta}{t^p} o_\beta.$$

c_α und c_β sind für die betreffenden Linien charakteristische Proportionalitätsfaktoren, die aber für sämtliche 6 Aufnahmen

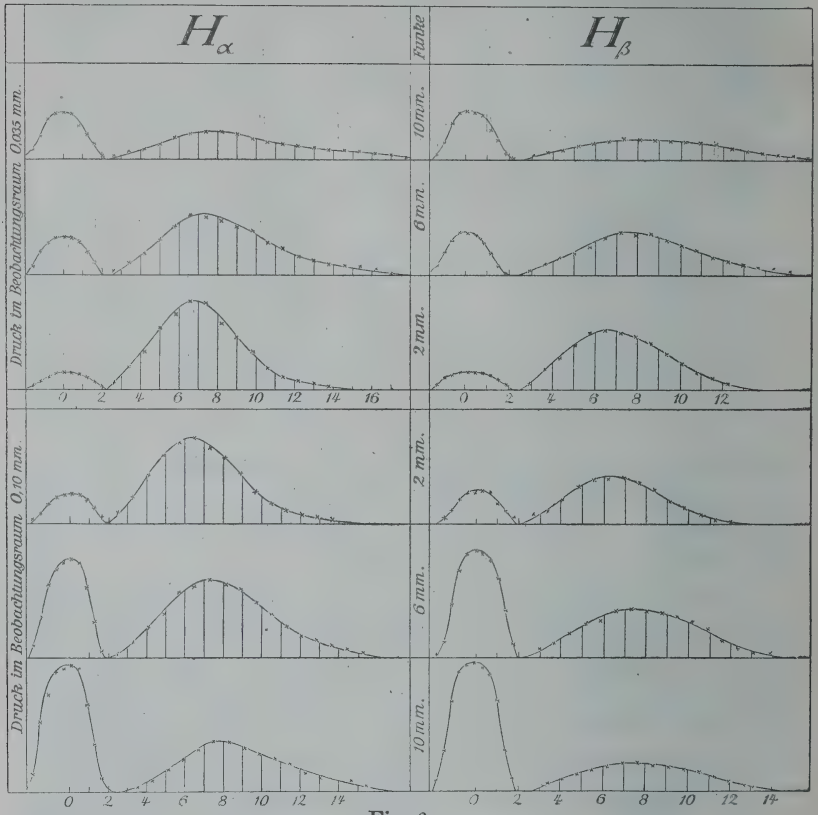

Fig. 6 a.

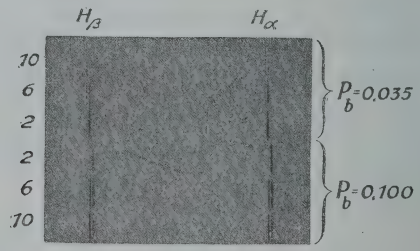

Fig. 6 b.

auf derselben Platte dieselben Werte haben. Die Expositionszeit t fällt bei Bildung der Doppelverhältnisse fort, weshalb

sie für die Beurteilung über Verschiedenheiten in Intensitätsverteilung keine Bedeutung hat.

Für die Dopplerstreifen der beiden Linien sind eine Reihe von „korrespondierenden Ordinaten" gezeichnet worden, die mit denselben Zahlen gekennzeichnet sind. Korrespondierende Ordinaten entsprechen Lichtintensitäten für gleiche Geschwindigkeit der Kanalstrahlen.

Die Abszisseneinheit entspricht einer Strahlengeschwindigkeit von $7{,}8 \times 10^6$ cm/sec.

Aus den Zahlen der Tabb. VIII, IX, X und XI sowohl als bei direkter Betrachtung der Kurven in Fig. 6a lassen sich sofort die folgenden Tatsachen erkennen.

1. Die Intensitätsverteilung der ruhenden Intensität ist innerhalb des von mir untersuchten Bereiches sowohl von der Spannung als vom Druck unabhängig. Ich habe diese Frage sehr sorgfältig untersucht, und zwar unter den günstigsten Schwärzungsbedingungen, aber es läßt sich bei den mir zur Verfügung stehenden Mitteln keine Intensitätsverschiebung in bestimmter Richtung entdecken.

2. Die Intensitätsverteilung der bewegten Intensität ist von derjenigen der ruhenden Intensität verschieden, und zwar so, daß die rote Linie relativ stärker ist in dem Selbstleuchten der Kanalstrahlen als für das Licht, das sie im ruhenden Gase erzeugen.

3. Innerhalb der möglichen Fehlergrenzen ist die Intensitätsverteilung des Serienspektrums für die bewegte Intensität von der Spannung unabhängig.

4. Die Intensitätsverteilung der bewegten Intensität zeigt einen ganz bedeutenden Druckeffekt, so daß bei Verminderung des Druckes die rote Linie relativ schwächer wird.

5. Das Verhältnis f zwischen bewegter und ruhender Intensität ändert sich beträchtlich mit der Spannung. Das im ruhenden Gase erzeugte Licht im Vergleich zu dem Selbstleuchten der Kanalstrahlen wird bei demselben Druck im Beobachtungsraum bei wachsender Spannung größer.

6. Die Größe f zeigt einen ganz bedeutenden Druckeffekt, und zwar so, daß das Verhältnis zwischen bewegter und ruhender Intensität mit abnehmendem Drucke sehr schnell wächst.

Eine Zusammenfassung der durch die gemachten Longitudinalaufnahmen gewonnenen Resultate ist in Tab. XII gegeben.

Tabelle XII.

Funke	P_b	$\varkappa^{r_1 r_2}_{\alpha,\beta}$	$\frac{b}{r}$	$\frac{b_{0,10}}{b_{0,035}}$	f
10 mm	0,10	1,00	1,66	1,31	0,67
6					1,24
2					3,44
2	0,035	1,00	1,26		7,14
6					3,22
10					1,71

In Übereinstimmung mit Gleichung (1) bedeutet $\varkappa^{r_1 r_2}_{\alpha,\beta}$ das Doppelverhältnis der Linien H_α und H_β für zwei Spektren der ruhenden Intensität, die beliebigen Spannungen und Drucken innerhalb unseres Observationsbereiches entsprechen dürfen. Die vierte Kolonne gibt die Unterschiede zwischen der Verteilung in bewegter und ruhender Intensität. Die fünfte Kolonne gibt den gefundenen Druckeffekt in der bewegten Intensität an. Die letzte Kolonne zeigt, wie f sich mit Druck und Spannung verändert. Die Variationen von f sind auch durch die beiden Kurven Fig. 7a graphisch dargestellt.

Erklärung von Druck- und Spannungseffekt bei Queraufnahmen aus den Eigenschaften der ruhenden und bewegten Intensität.

§ 13. Wie wir gesehen haben, ist bei Konstanthalten des Druckes die Intensitätsverteilung sowohl in der bewegten als in der ruhenden Intensität von der Spannung unabhängig. Ein Spannungseffekt bei Queraufnahmen kann deshalb nur durch die Variation von f zustande kommen. Und in der Tat, da b/r von der Einheit verschieden ist, werden Variationen von f Änderrungen in der Intensitätsverteilung bei Queraufnahmen hervorrufen.

Mit Hilfe von Gleichung (8) können wir die Intensitätsverteilung bei Transversalaufnahmen mit derjenigen von der ruhenden Intensität vergleichen.

Einige für verschiedene Spannungen und Drucke berechneten Werte von $A_\alpha / A_\beta : r$ sind in Tab. XIII gegeben und in Fig. 7b graphisch dargestellt.

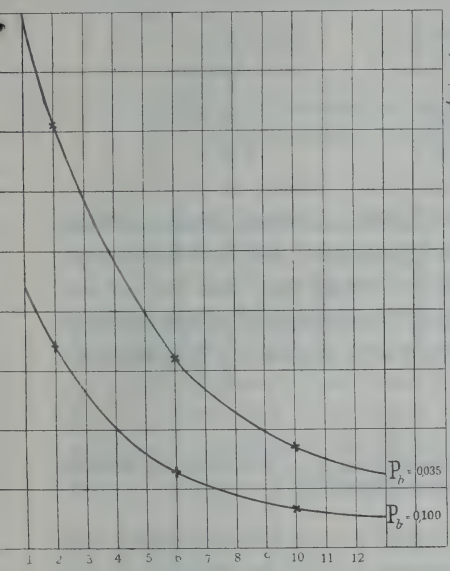

Fig. 7a.

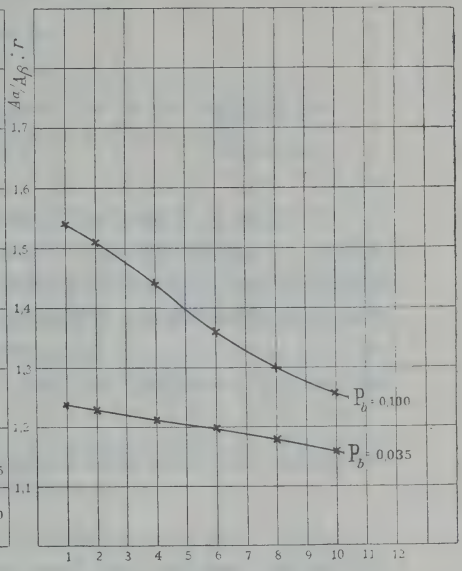

Fig. 7b.

Tabelle XIII.

Spannung		$\frac{A_\alpha}{A_\beta} : r$	
Funkenstrecke	Volt	$P_b = 0{,}035$	$P_b = 0{,}10$
1	4740	1,24	1,54
2	8500	1,23	1,51
4	14300	1,21	1,44
6	20400	1,20	1,36
8	23800	1,18	1,30
10	26200	1,16	1,26

Aus diesen Zahlen können wir leicht die den früheren Queraufnahmen entsprechenden Effekte berechnen.

Tabelle XIV.

	Spannungseffekt P_b = 0,10 mm Hg	Druckeffekt Funkenstrecke 2 mm
	$\frac{(A_\alpha / A_\beta)_2}{(A_\alpha / A_\beta)_{10}}$	$\frac{(A_\alpha / A_\beta)_{0,10}}{(A_\alpha / A_\beta)_{0,035}}$
Berechnet . .	1,20	1,23
Beobachtet . .	1,28	1,21

In Tab. XIV sind die berechneten und direkt beobachteten Zahlen zusammengestellt. Mit Rücksicht auf die Leistungsfähigkeit der angewandten Methode sehen wir, daß *die bei den Longitudinalaufnahmen gefundenen Beziehungen für bewegte und ruhende Intensität die Intensitätsverschiebungen bei Transversalaufnahmen vollständig erklären.*

Vergleich zwischen Intensitätsverteilung in ruhender Intensität und im Glimmlicht.

§ 14. Bei dem früheren Vergleich von Kanalstrahlen und Glimmlicht wirkte die Pumpe am Beobachtungsraum. Die bei diesem Vergleich gemachten Queraufnahmen entsprechen deshalb einem Druck, der wahrscheinlich etwas unter 0,10 mm, aber doch höher als 0,035 war. Ein Vergleich der Tabb. III und XIII zeigt dann, daß die Intensitätsverteilung in ruhender Intensität der Kanalstrahlen und im Glimmlicht unter den vorhandenen Entladungsbedingungen nur wenig verschieden sein kann.

Um die Sache festzustellen, habe ich mit dem Gitterspektrographen direkt vergleichbare Spektren aufgenommen. Auch bei diesen Versuchen war das gelbe Farbenfilter vor der roten Linie angebracht. Weiter war vor dem Spalt eine Mattscheibe angebracht. Bei einer Spannung von 6 mm Funkenstrecke war es doch möglich, bei einer Expositionszeit von fünf Stunden die ruhende Linie im normalen Schwärzungsbereich zu bekommen.

Bei der Glimmlichtaufnahme war der Druck 0,08 mm und der Kathodendunkelraum ca. 3 cm.

Die Aufnahmen zeigten innerhalb der Genauigkeit der Photometrierung für Glimmlicht und ruhende Intensität die gleiche Verteilung. Der Unterschied kann kaum 2 Proz. übersteigen. Die Photometrierung ergab:

$$\varkappa_{\alpha,\beta}^{G,R} = 1{,}01\,.$$

Leucht- und Erregungsfähigkeit der Kanalstrahlen bei verschiedenen Drucken und Spannungen.

§ 15. Die starke Variabilität der Größe f zeigte, daß die bewegte und ruhende Intensität Druck- und Spannungsänderungen gegenüber sich sehr verschieden verhalten.

Die Bedeutung dieser Verschiedenheiten wird klarer hervortreten, wenn wir die Lichtintensitäten in Beziehung zu der Energie der Kanalstrahlen setzen.

Die Meßmethoden sind schon beschrieben worden und die Resultate der Messungen sind in den Tabb. VIII und X gegeben. Als Mittel der beiden Messungsreihen bekommen wir die in Tab. XV gegebenen Zahlen.

Tabelle XV.

Spannung		P_b	$c\frac{J_\beta}{E}$	$c\frac{\Im_\beta}{E}$	$c_1\frac{S_p}{E}$
Funkenstrecke	Volt				
10	$27{,}0 \times 10^3$	mm	11,7	8,5	20,5
6	20,0 „	0,100	11,3	14,0	24,2
2	8,5 „		12,8	43,5	36,0
2	8,5 „		3,7	26,1	12,4
6	20,0 „	0,035	3,3	10,6	7,5
10	27,0 „		2,7	4,7	3,9

c und c_1 sind Konstanten, die von den benutzten willkürlichen Einheiten abhängen. Die bewegten und ruhenden Intensitäten in Tab. XV sind aus den Queraufnahmen mittels den in Tab. XII gegebenen Werten von f berechnet.

Die Variation der bewegten und ruhenden Intensität mit der Spannung ist in Fig. 8a für die zwei untersuchten Drucke graphisch dargestellt.

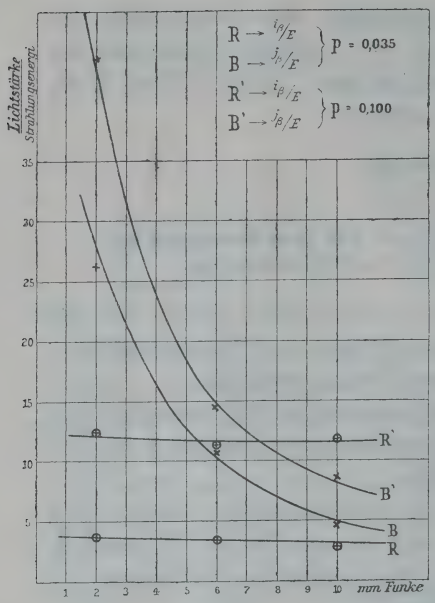

Fig. 8a.

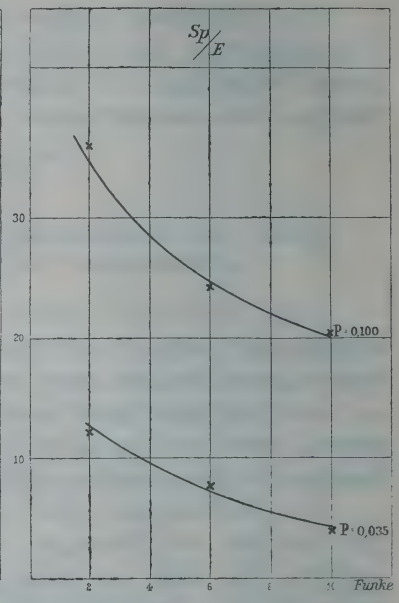

Fig. 8b.

Allgemeine Betrachtungen über die Deutung der Resultate.

§ 16. Bei den Queraufnahmen wurde in derselben Reihe von Expositionen genau dasselbe Stück des Strahlenbündels anvisiert. Alles übrige Licht war sorgfältig ausgeblendet. Sowohl Blenden als Spektrograph wurden während derselben Versuchsreihe in unveränderter Lage gehalten. Hieraus folgt, daß die in Tab. XV gegebenen Zahlen mit der Lichtintensität pro Längeneinheit des Strahlenbündels proportional sind.

Ein Strahlenträger mit Geschwindigkeit v wird pro Längeneinheit seiner Bahn in H_β die Energiemenge j_β selbst emittieren, und gleichzeitig im ruhenden Gase eine Lichtemission i_β erzeugen, dann ist:

$$J_\beta = k_1 \sum_1^N i_\beta,$$

$$\mathfrak{J}_\beta = k_1 \sum_1^N j_\beta.$$

Wenn wie früher J_β und $\mathfrak{J}_\beta$ die auf die Platte pro Längeneinheit des H_β-Streifens fallende ruhende bzw. bewegte Inten-

sität bezeichnet, wird k eine Größe, die teilweise vom Spektrographen, teilweise von der Länge und Lage des anvisierten Teiles des Kanalstrahlenbündels abhängt, die aber für die in Tab. XV angegebenen Zahlen als konstant anzusehen ist.

N ist die Anzahl Kanalstrahlenträger, die pro Zeiteinheit durch einen Querschnitt des anvisierten Strahlenstückes fliegen, oder die Anzahl von Trägern, die pro Zeiteinheit in den Faradayzylinder hineindringen.

Weiter können wir setzen:

$$c\frac{J_\beta}{E} = k_2 \frac{\sum_1^N i_\beta}{\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2},$$

$$c\frac{\mathfrak{J}_\beta}{E} = k_2 \frac{\sum_1^N j_\beta}{\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2},$$

wo k_1 ebenfalls eine Größe ist, die für die in Tab. XV gegebenen Zahlen denselben Wert hat.

Andererseits kann man die Strahlungsintensität pro Längeneinheit als Funktion von Entladungsspannung (V) und Druck im Beobachtungsraum (P_b) betrachten, oder man kann schreiben:

(9a) $$c\frac{J_\beta}{E} = k_1 \frac{\sum_1^N i_\beta}{\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2} = R(P_b, V),$$

(9b) $$c\frac{\mathfrak{J}_\beta}{E} = k_1 \frac{\sum_1^N j_\beta}{\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2} = B(P_b, V).$$

Wie bekannt, besteht ein Kanalstrahlenbündel aus Trägern mit sehr verschiedenen Geschwindigkeiten, aber in ähnlicher Weise, wie in der kinetischen Gastheorie, kann man Mittelwerte einführen. Wir setzen:

(10a) $$\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2 = N m \bar{v}^2$$

und:

$$\text{(10b)} \qquad \begin{cases} \sum_1^N i_\beta = N \cdot \bar{i}_\beta, \\ \sum_1^N j_\beta = N \cdot \bar{j}_\beta. \end{cases}$$

In (10a) ist vorausgesetzt, daß die Kanalstrahlen als aus Trägern derselben Masse bestehend angesehen werden können. Es ist außerdem zu beobachten, daß den Mittelwerten der Lichtenergien nicht notwendigerweise die definierten Geschwindigkeitsmittelwerte entsprechen.

Führen wir die Mittelwerte ein, bekommt man

$$\text{(11a)} \qquad k_1 \frac{\bar{i}_\beta}{\frac{1}{2} m \bar{v}^2} = c \frac{J_\beta}{E} = R(P_b, V),$$

$$\text{(11b)} \qquad k_1 \frac{\bar{j}_\beta}{\frac{1}{2} m \bar{v}^2} = c \frac{\Im_\beta}{E} = B(P_b, V).$$

Die Geschwindigkeit ist durch das elektrische Feld hervorgebracht und wir können schreiben:

$$\text{(12)} \qquad \sum_1^N \tfrac{1}{2} m v^2 = \sum_1^N n e \cdot \eta V = V e \sum_1^N n \eta = N \varepsilon V.$$

Hier bedeutet ηV das für die Beschleunigung des betreffenden Trägers effektive Potential, n die Anzahl Elementarladungen e, die der Träger im geladenen Zustand führt. Die Größe ε ist durch die Gleichung definiert:

$$\varepsilon = \frac{e \sum_1^N n \cdot \eta}{N}.$$

ε konnten wir als mittlere wirksame Ladung bezeichnen. Die Größe $\varepsilon \cdot V$ bezeichnet die vom elektrischen Felde auf jedem Träger im Durchschnitt ausgeführte elektrische Arbeit.

Die Gleichungen (11) und (12) geben dann:

$$\text{(13a)} \qquad k_1 \frac{\bar{i}_\beta}{\varepsilon} = c \frac{J_\beta}{E} V = R(P_b, V) \times V,$$

$$\text{(13b)} \qquad k_1 \frac{\bar{j}_\beta}{\varepsilon} = c \frac{\Im_\beta}{E} V = B(P_b, V) \times V.$$

Die gemachten Versuche sind, wie wir sehen, gleichbedeutend mit der experimentellen Untersuchung der Funktionen R und B.

Die Lichtemission im ruhenden Gas.

§ 17. Die Zahlen in der vierten Kolonne der Tab. XV sowohl, als die Kurven R und R' (Fig. 8a) zeigen, daß die Größe $c(J/E)$ oder was dasselbe ist, die Funktion $R(P_b, V)$ mit Konstanthalten von der Spannung sich sehr mit dem Drucke P_b ändert; aber für denselben Druck ist J_β/E oder die Lichtemission pro Energieeinheit der Kanalstrahlen innerhalb der Beobachtungsfehler unabhängig von der Entladungsspannung. Die Variationen von J_β/E bei konstantem Drucke sind nicht so groß als daß sie nicht durch Ungenauigkeit der Messungen erklärt werden können. Mit Rücksicht auf Gleichung (9a) bekommt man:

$$\frac{\sum_1^N i_\beta}{\sum_1^N \frac{1}{2} m v^2} = \frac{1}{k_1} R(P_b). \tag{14}$$

Die Variation der Spannung innerhalb des Observationsbereiches bedingt Unendlichkeit von Kombinationen der Größen N, i_β und v, soll trotzdem Gleichung (14) erfüllt werden, muß man haben:

$$i_\beta = \frac{1}{k_1} R(P_b) \tfrac{1}{2} m v^2. \tag{15}$$

Um die in Gleichung (15) ausgedrückte Relation klar zu machen, nehmen wir an, daß Kanalstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit und verschiedenem Ladungszustand in einem Wasserstoffraum von dem Drucke P_b hineingeschossen werden.

Jeder Strahl erzeugt bei konstantem Drucke im ruhenden Gas pro Längeneinheit seiner Bahn eine Lichtenergie (i_β), die mit der translatorischen Energie des betreffenden Strahles proportional ist.

Die Lichtemission ist nur in H_β gemessen. Für die ruhende Intensität indessen haben wir gefunden, daß die Intensitätsverteilung der Serienlinien von Druck und Spannung unabhängig ist. Hieraus folgt, daß die Größe i_β auch als

relatives Maß für die Gesamtstrahlung des Serienspektrums angesehen werden kann.

Ferner habe ich mehrmals beobachtet, was auch Stark[1]) angegeben hat, daß die Intensität des Viellinienspektrums in Kanalstrahlen mit der Intensität des „ruhenden" Serienspektrums sehr nahe proportional ist.

Ist diese Annahme zuverlässig, so gibt i_β ein relatives Maß für die gesamte Lichtemission, die durch die Kanalstrahlen im ruhenden Gas hervorgebracht wird.

Vergleichen wir die Lichtemission pro Längeneinheit für zwei Strahlen gleicher Geschwindigkeit, die aber in verschiedene Drucke P_b' und P_b'' hineingeschossen werden, so bekommt man:

$$\frac{i_{P_b'}}{i_{P_b''}} = \frac{R(P_b')}{R(P_b'')} = \frac{(J/E)_{P_b'}}{(J/E)_{P_b''}}.$$

In unserem Falle bekommt man:

$$\frac{i_{0,10}}{i_{0,035}} = 3{,}4 \quad \text{und} \quad \frac{P_b'}{P_b} = 2{,}9.$$

Die bei einem Kanalstrahl pro Längeneinheit erzeugte ruhende Intensität ist innerhalb der möglichen Fehler mit dem Drucke proportional, in welchen der Strahl hineindringt, oder *die bei jedem Stoß erzeugte „ruhende" Lichtenergie ist von der Gasdichte unabhängig.*

Lichtemission der bewegten Träger.

§ 18. Sowohl die Kurven B und B', Fig. 8a, als die Zahlen der fünften Kolonne von Tab. XV zeigen uns, daß die Größe $\mathfrak{J}_\beta/E$ nicht nur durch Druckänderungen, sondern vielmehr durch Spannungsänderungen sich ändert.

Wie aus Gleichung (11b) hervorgeht, repräsentieren die beiden Kurven das Verhältnis zwischen der durchschnittlichen Lichtemission eines Trägers pro Längeneinheit seiner Bahn dividiert durch die mittlere translatorische Energie.

Das Resultat läßt sich etwas klarer deuten durch die Gleichung (13b). Aus der Bedeutung der Größe ε geht hervor:

---

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 430. 1906.

1. Daß bei konstanter Spannung ε sich nicht mit dem Drucke P_b ändert.

2. Die Variation von ε mit der Spannung kommt nur dadurch zustande, daß der Umladungsvorgang in der Entstehungsschicht der Kanalstrahlen bei verschiedener Spannung ein verschiedener sein kann. Die Variation von ε mit der Spannung ist allerdings nicht sehr groß, so daß die Funktion $B(P_b, V) \times V$ mit einer gewissen Annäherung die Variation von $\bar{j}_\beta$ mit der Spannung repräsentiert. Diese Funktion, oder was dasselbe ist, die Größe $\Im/E \times V$ ist in Fig. 9 dargestellt. Fig. 9a zeigt, wie diese Größe sich mit der Entladungsspannung ändert, und in Fig. 9b ist die Variation mit $\sqrt{V}$ gegeben. Als $\sqrt{V}$ ein annäherndes relatives Maß für die durch-

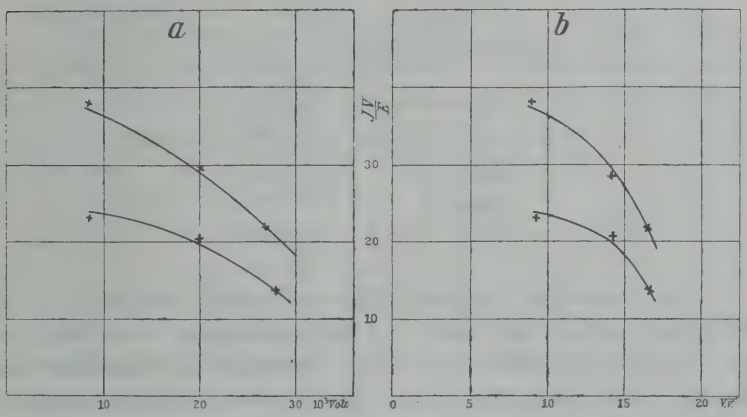

Fig. 9.

schnittliche Geschwindigkeit der Strahlen gibt, zeigt uns die Kurve Fig. 9b, wie das Leuchten eines Strahles sich mit der Geschwindigkeit ändert. Wir sehen, daß in unserem Observationsbereiche $\bar{j}_\beta / \varepsilon$ mit wachsender Spannung bei konstantem Drucke sehr stark abnimmt. Diese Abnahme ist so groß, daß sie sich nicht durch Variationen von ε erklären läßt und wir kommen zu dem folgenden Resultat:

Die Lichtemission der bewegten Träger pro Längeneinheit ihrer Bahn — wenn sie in denselben Druck hineingeschossen werden — wird mit wachsender Geschwindigkeit des Strahles abnehmen.

Dieses Resultat gilt nur für Strahlengeschwindigkeiten, die oberhalb einer gewissen Grenze liegen. Es liegt in der Natur der Sache, daß die Lichtemission der Träger, wenn die Geschwindigkeit genügend klein wird, wieder abnehmen muß, oder das Selbstleuchten der Kanalstrahlen unter sonst gleichen Umständen nimmt bei wachsender Geschwindigkeit erst zu[1]), erreicht ein Maximum, wonach die Emissionsfähigkeit eines Strahles wieder mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt.

Die Wirkung des Druckes auf die Leuchtfähigkeit der Kanalstrahlenträger ist viel geringer als für die ruhende Intensität.

Aus den Kurven B und B', Fig. 8a, bekommt man die in Tab. XVI gegebenen Zahlen:

Tabelle XVI.

Spannung	$\frac{(\bar{j}_\beta)_{0,10}}{(\bar{j}_\beta)_{0,035}}$
8500 Volt	1,55
20000 „	1,45
27000 „	1,62

Wenn wir uns erinnern, daß die Drucke sich wie 2,9 : 1 verhalten, sehen wir, daß das Selbstleuchten eines Strahles mit der Anzahl Stöße, die er mit den ruhenden Gasmolekülen macht, nicht proportional ist, sondern beim Durchgang von Schichten gleicher Maße erzeugt ein Strahlenbündel mehr Licht bei der kleineren Gasdichte.

Diskussion und Zusammenfassung der Resultate.

§ 19. In bezug auf die Frage, ob die Intensitätsverteilung im Serienspektrum der Kanalstrahlen mit der Spannung sich ändert, haben die Untersuchungen gezeigt, daß eine Verschiebung bei Transversalaufnahmen vorhanden ist, und zwar in der für die Starksche Anschauung günstigen Richtung.

---

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. 8. p. 913. 1907 und Ann. d. Phys. 21. p. 439. 1906.

Es ist weiter gezeigt, daß dieser Effekt nicht nur als ein reiner Druckeffekt anzusehen ist. Man bekommt auch bei konstantem Drucke im Beobachtungsraum eine relative Herabsetzung der roten Linie bei Erhöhung der Spannung.

In dem von Stark und Steubing untersuchten Spannungsbereich würde indessen der bei mir gefundene reine Spannungseffekt sich kaum merkbar machen. Wir können z. B. die Verschiebung zwischen den von Stark und Steubing benutzten Spannungen 4450 und 9954 betrachten.

Sogar im günstigsten Falle bei dem Drucke 0,10 mm im Beobachtungsraum würde für H_α und H_β der reine Spannungseffekt nur ca. 3 Proz. ausmachen. Zwischen diesen Spannungen haben Stark und Steubing für dieselben Linien eine Verschiebung von ca. 48 Proz. beobachtet.

Die Transversalaufnahmen haben auch einen kleinen Druckeffekt gezeigt. Da die Messungen von Stark und Steubing ziemlich niedrigen Spannungen entsprechen, kann wohl die Spannungsänderung von bedeutenden Druckänderungen begleitet sein. Es ist deshalb wohl wahrscheinlich, was auch Lunkenheimer angedeutet hat, daß in ihren Versuchen ein Druckeffekt sich bemerkbar gemacht hat, obwohl der von Stark und Steubing gefundene Effekt zu groß ist, um gänzlich durch die Druckunterschiede erklärt zu werden.

Obwohl die Existenz eines reinen Spannungseffektes bei Queraufnahmen zugunsten der Starkschen Anschauung zu sprechen scheint, haben doch die Untersuchungen bei Longitudinalaufnahmen gezeigt, daß dieser Spannungseffekt sich erklären läßt ohne daß die Verteilung weder von ruhender noch bewegter Intensität sich mit der Spannung ändert.

Die ruhenden und bewegten Spektren sind in bezug auf Intensitäten in folgender Weise zu charakterisieren:

1. Die Intensitätsverteilung in der ruhenden Intensität ist innerhalb des Observationsbereiches invariant.

2. Die Intensitätsverteilung der bewegten Intensität zeigt keine merkbare Änderung mit der Spannung, solange der Druck im Beobachtungsraum konstant ist. Das Resultat von Paschen und Lunkenheimer, daß die Intensitätsverteilung innerhalb zweier Dopplerstreifen bei gleicher Geschwindigkeit dieselbe ist, steht hiermit im Einklang.

3. Die Intensitätsverteilung der bewegten Intensitäten ist gewöhnlich von derjenigen der ruhenden verschieden, und zwar so, daß bei nicht allzu niedrigem Drucke im Beobachtungsraum die rote Linie relativ am stärksten im Dopplerspektrum auftritt.

4. Das Verhältnis zwischen bewegter und ruhender Intensität einer Linie verändert sich stark mit der Spannung, und in der Weise, daß die bewegte Intensität gegenüber der ruhenden bei wachsender Spannung stets kleiner wird.

Dieser „Verschiebungseffekt" zusammen mit der Tatsache, daß das ruhende und bewegte Spektrum eine verschiedene Intensitätsverteilung besitzen, erklärt sowohl qualitativ als quantitativ den bei Transversalaufnahmen beobachteten Spannungseffekt.

5. Das Verhältnis zwischen bewegter und ruhender Intensität derselben Linie verschiebt sich auch bedeutend mit der Variation des Druckes im Beobachtungsraum. Die ruhende Intensität wird bei Verminderung des Druckes relativ schwächer.

6. Die Intensitätsverteilung des bewegten Spektrums zeigt einen deutlichen Druckeffekt und zwar so, daß die Verschiedenheit zwischen Verteilung im bewegten und ruhenden Spektrum bei Erniedrigung des Druckes im Beobachtungsraum kleiner wird.

Da die Verschiedenheit der Verteilung der bewegten und ruhenden Linien für den Spannungseffekt bei Transversalaufnahmen maßgebend ist, sehen wir, daß der Spannungseffekt wegen des gefundenen Druckeffektes bei Druckerniedrigung kleiner sein muß. Aus Fig. 7b sehen wir, daß bei dem Drucke 0,035 mm der Spannungseffekt kaum meßbar ist. Für Spektren, die Spannungen von 2 und 10 mm bei diesem Drucke entsprechen, würde man für $\varkappa_{\alpha,\beta}^{2,10}$ den Wert 1,07 bekommen.

Aus diesem Resultat läßt es sich erklären, daß Lunkenheimer bei seinen subjektiven Beobachtungen keinen Spannungseffekt beobachtet hat. Nach seiner Angabe hatte er bei diesen Versuchen vom Beobachtungsraum aus gepumpt. Der Druck im Beobachtungsraum wurde dadurch etwas niedriger als im Entladungsraum. Obwohl der Druck bei seinen Versuchen etwas variierte und wahrscheinlich größer als 0,035 mm

war, so ist es doch durchaus möglich, daß bei seinen Versuchen der Gesamteffekt so klein war, daß:

$$\varkappa^{2,10}_{\alpha,\beta} < 1{,}15.$$

Es hat sich also durch diese Untersuchungen gezeigt, daß sowohl die Intensitätsverteilung in ruhender als bewegter Intensität von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen unabhängig ist. Die Starksche Auffassung, daß die Intensitätsverteilung des bewegten Spektrums sich mit der Geschwindigkeit der Strahlen ändert, in ähnlicher Weise wie die Intensitätsverteilung des natürlichen Spektrums sich mit der Temperatur verschiebt, steht mit den gefundenen Tatsachen in Widerspruch.

§ 20. Die im Gase erzeugte Lichtenergie verteilt sich nicht gleich auf die bewegten und unbewegten Gasteilchen. Der Bruchteil der gesamten Lichtenergie, der durchschnittlich bei jedem Stoß[1]) zu dem bewegten Träger übergeht, wird bei wachsender Geschwindigkeit kleiner, aber für dieselbe Spannung mit abnehmendem Drucke größer. Diese „Verschiebungseffekte" sind durch Vergleich der Lichtenergie mit der Kanalstrahlenenergie klarer gemacht.

Es hat sich erstens gezeigt, daß innerhalb des Observationsbereiches die pro Längeneinheit der Bahn eines Strahlenträgers erregte ruhende Intensität für denselben Druck P_b mit der translatorischen Energie sehr nahe proportional ist. Das Selbstleuchten des bewegten Trägers aber nimmt bei konstantem P_b mit wachsender Geschwindigkeit ab. Dieses verschiedene Verhalten der bewegten und ruhenden Intensität bedingt die Verschiebung bei Spannung von der Größe f.

Auch dem Druck gegenüber verhalten sich ruhende und bewegte Intensität sehr verschieden. Ein Kanalstrahl von gegebener Geschwindigkeit — geladen oder ungeladen — erzeugt in ruhendem Gas durchschnittlich pro Stoß eine Lichtenergie, die von Gasdichte beinahe unabhängig ist, während das durchschnittlich pro Stoß erzeugte Selbstleuchten mit ab-

1) Das Wort Stoß hat die folgende Bedeutung: Wir denken uns um jedes Gasmolekül eine Kugel mit einem bestimmten Radius von der Größenordnung der Molekulardurchmesser gelegt. Wir sagen dann, daß ein „Stoß" zwischen Kanalstrahl und Gasmolekül stattfindet, wenn die Strahlenbahn die Kugel schneidet.

nehmender Gasdichte größer wird. Dieser Unterschied bedingt die Druckvariation von f.

Die Abnahme des Selbstleuchtens der Kanalstrahlen mit wachsender Geschwindigkeit ist in mehreren Beziehungen von Interesse.

Erstens sehen wir, daß das Leuchten des bewegten Trägers in bezug auf seine translatorische Energie sich nicht so verhält wie die Lichtintensität der normalen Strahlung bei Temperaturerhöhung. Während die Normalstrahlung bei steigender Temperatur sehr schnell wächst, wird die Lichtemission der Träger mit wachsender Geschwindigkeit nur bis zu einer gewissen Grenze wachsen, worauf die Lichtemission bei Erhöhung der Geschwindigkeit wieder abnimmt, was der Starkschen Auffassung widerspricht.[1])

Untersuchungen von Stark[2]) und von Stark und Steubing[3]) haben gezeigt, daß die maximalen Geschwindigkeiten, die aus den Dopplerstreifen berechnet sind, kleiner ausfallen als die durch das Kathodenpotential berechneten, und kürzlich hat Wilsar[4]) gefunden, daß die durch den Dopplereffekt berechneten maximalen Geschwindigkeiten auch kleiner sind als die durch magnetische und elektrische Ablenkungen gefundenen. Dieser Widerspruch ist einfach erklärt durch die Tatsache, daß das Selbstleuchten mit wachsender Geschwindigkeit (Fig. 9b) zuletzt sehr rasch abnimmt.

Die starke Abnahme der Lichtemission der Kanalstrahlen mit Vergrößerung der Geschwindigkeit steht mit der Tatsache in Einklang, daß bei den α-Strahlen das Selbstleuchten gegenüber dem ruhenden Licht so schwach ist, daß seine Existenz nicht mit Sicherheit konstatiert ist, was für die Untersuchung der Nordlichtstrahlen von besonderer Bedeutung ist.

Die Verschiebungen des Verhältnisses zwischen ruhender und bewegter Intensität einer Linie mit Druck und Spannung — der „Verschiebungseffekt“ — sowohl als auch die verschiedenen Intensitätsverteilungen des Serienspektrums sprechen dafür,

1) Vgl. J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 434. 1906.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**. p. 416. 1906; **26**. p. 815. 1908.
3) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**. p. 994. 1909.
4) H. Wilsar, Diss. Würzburg 1912.

daß der Lichterregungsprozeß in den beiden Fällen ein verschiedener sein muß.

Die Tatsache, daß die Intensitätsverteilung des ruhenden Spektrums mit derjenigen des negativen Glimmlichtes identisch ist, macht es wohl sehr wahrscheinlich, daß man in den beiden Fällen mit einem ähnlichen Erregungsvorgang zu tun hat.

Wir können aber mit unserer jetzigen Kenntnis des Erregungsmechanismus nicht sagen, worin diese Ähnlichkeit besteht. Eine Möglichkeit wäre ja, daß die ruhende Intensität durch sekundäre Kathodenstrahlen erregt wurde.[1])

Die Veränderung der Intensitätsverteilung des Dopplerspektrums mit dem Drucke verdient ein besonderes Interesse.

Die in den beiden Drucken hineingeschossenen Strahlenbündel sind unter denselben Druck- und Spannungsverhältnissen erzeugt und werden dieselbe Geschwindigkeitsverteilung haben; und wie aus einer Reihe von Untersuchungen hervorgeht, nimmt die Geschwindigkeit beim Durchgang nur wenig ab. Außerdem ist ja die Verteilung von der Geschwindigkeit unabhängig gefunden worden.

Der Druckeffekt kann also nicht durch mögliche Anderung der Geschwindigkeitsverteilung erklärt werden.

Eine andere Möglichkeit wäre, daß das Abklingen des Leuchtens so langsam geht, daß es nicht zu Ende kommt in der Zeit zwischen zwei Stößen und es wäre möglich, daß ein noch leuchtendes Teilchen anders erregt wird als ein ausgelöschtes.

Es ist noch die Möglichkeit zu berücksichtigen, daß die geänderte Intensitätsverteilung von einer Änderung der Strahleneigenschaften herrührt. Eine derartige Änderung ist in der Tat vorhanden.

Wie aus Fig. 8b hervorgeht, und wie auch früher von W. Wien[2]) beobachtet ist, ändert sich das Verhältnis zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen sehr bedeutend mit dem Drucke. Kanalstrahlen gleicher Energie und gleicher Geschwindigkeitsverteilung führen bei einem Drucke von 0,10 mm

---

1) Diese Annahme steht mit den von Stark (Ann. d. Phys. 21. p. 424—430. 1906) ausgesprochenen Ansichten in Einklang.

2) W. Wien, Ann. d. Phys. 30. p. 355. 1909.

ungefähr 3,3 mal so viel positive Ladung mit, als wenn sie in einen Druck von 0,035 mm hineingeschossen werden.

Da der Strahl, bevor er gemessen wurde, schon 8 cm Gas zu durchdringen hatte, entsprechen die Messungen, bei den vorhandenen Drucken, dem Gleichgewichtszustand des Strahlenbündels. Mit Hilfe des von W. Wien[1]) eingeführten Begriffes der freien Weglänge kann man das Resultat auch so ausdrücken, daß das Verhältnis zwischen der freien Weglänge der geladenen zu derjenigen der ungeladenen Teilchen mit wachsendem Drucke größer wird.

Wenn wir den elektrischen Charakter der Lichterzeugung in Betracht ziehen, wäre es naheliegend, die geänderte Intensitätsverteilung mit dem geänderten Ladungszustande der Strahlen in Verbindung zu setzen und den Druckeffekt in folgender Weise zu deuten.

Es wäre möglich, daß sowohl geladene als ungeladene Teilchen Licht emittieren[2]), und daß, wenn ein Atom ein oder mehrere Elektronen verliert, die relative Größe der Schwingungsamplituden der Serienlinien gestört wird, und zwar in der Weise, daß die Intensität der langwelligen Linien relativ größer wird als beim neutralen Atom oder bei Atomen mit weniger elektrischer Ladung. Wir können das auch so ausdrücken:

$$\left(\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta}\right)_{\text{positiv}} > \left(\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta}\right)_{\text{neutral}}.$$

Wenn dann bei Verminderung des Druckes das Verhältnis von positiven zu neutralen Teilchen kleiner wird, müßte in bewegter Intensität die rote Linie relativ schwächer werden.

Hrn. Geheimrat W. Wien, der meiner Arbeit immer das größte Interesse entgegenbrachte, ebenso auch Hrn. Professor Harms, der mich mit seinem wertvollen Rat unterstützte, spreche ich hierdurch meinen wärmsten Dank aus.

1) W. Wien, Berichte d. Kgl. Akad. Berlin, p. 773. 1911.

2) Über diese Frage vgl. J. Stark, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 12. p. 405. 1911.

(Eingegangen 7. Juni 1912.)

Anhang.

Über den Einfluß des Ladungszustandes auf die Eigenschaften des emittierten Lichtes.

§ 21. Wie schon vorher erwähnt worden ist, wäre es möglich, daß der gefundene Druckeffekt bei dem Selbstleuchten der Kanalstrahlen durch die gleichzeitige Änderung des Ladungszustandes zu erklären wäre. Es mußte vorausgesetzt werden, daß die Strahlen sowohl in geladenem als ungeladenem Zustande Licht emittieren, und daß die Änderung der Ladung einer geänderten Intensitätsverteilung der Serienlinien entsprach, und zwar mußte man haben:

$$\left(\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta}\right)_{\text{positiv}} > \left(\frac{J_\alpha}{J_\beta}\right)_{\text{neutral}}.$$

Ganz abgesehen von möglichem Zusammenhang mit dem Druckeffekt ist es natürlich von großem Interesse zu wissen, ob die Zufuhr einer Ladung zum neutralen Atom einer Änderung der Schwingungsverhältnisse im Serienspektrum entspricht.

Um solche mögliche Einflüsse des Ladungszustandes auf das emittierte Serienspektrum des Wasserstoffs zu finden, habe ich einige Versuche gemacht, bei denen ich den Ladungszustand durch ein starkes Magnetfeld beeinflußt habe, während sonst sowohl Druck als Spannung und Strom konstant gehalten sind.

Versuchsanordnung und Verfahren.

§ 22. Das benutzte Entladungsrohr und die sonstigen Anordnungen sind in Fig. 10 dargestellt. Es wurde mit dem Mc Leodmanometer und dem Umkehrer in derselben Weise verbunden, wie in Figg. 3 und 4 angegeben ist.

Die Kathode hatte dieselbe Form und Größe wie in Fig. 4, und war hauptsächlich aus Eisen gemacht, nur war Durchbohrung und Entladungsfläche mit Aluminium belegt. Die Befestigung der Kathode war dieselbe wie in Fig. 4.

Der Beobachtungsraum war ziemlich kurz und endete in ein Glasrohr *b*, koaxial mit der Kathodendurchbohrung, 5 cm lang und 0,75 mm äußerer Durchmesser. Beim Betrieb war

das Ende des Rohres bei den angewandten Drucken gleichmäßig mit Kanalstrahlen ausgefüllt.

Beim Durchgang durch das Rohr *b* konnten die Strahlen der Wirkung eines Magnetfeldes ausgesetzt werden. Mit dem benutzten Magnetstrom (14 Amp.) war die Feldstärke über die ganze Strecke von 4,2 cm zwischen den Enden der Polschuhe mehr als 11 500 Gauss. Die Feldstärke wurde mit einer Wismutspirale gemessen. Diese war aber so groß, daß etwas von

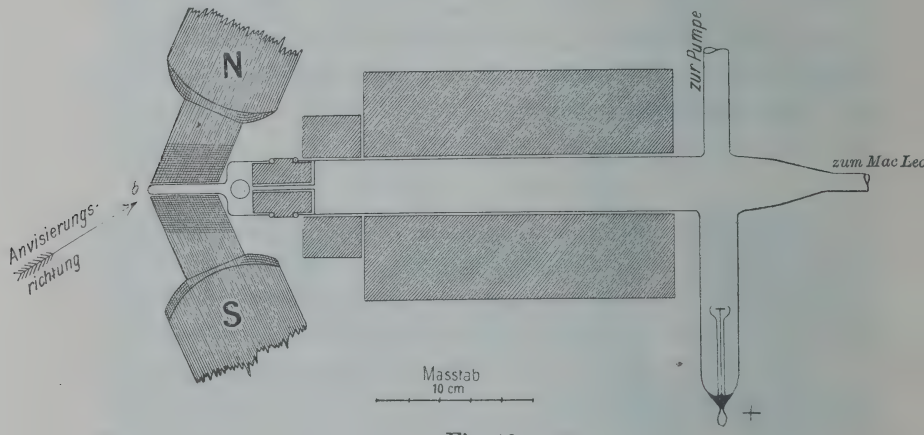

Fig. 10.

der Spiralfläche aus dem stärksten Teile des Feldes herausragte. Die gefundenen Werte sind deshalb um etwa 7—10 Proz. zu klein.

Die Polschuhe waren so angebracht, daß das Glasrohr nur bis zum Ende des starken Feldes ging. Sollte nämlich das Feld eine Änderung des Ladungszustandes hervorbringen, so mußte man dafür sorgen, daß die dissoziierten neutralen Strahlen sofort durch das Feld beseitigt wurden.

Da bei den benutzten Drucken die freie Weglänge der Strahlen ziemlich klein ist[1]) (1—2 cm), so wird man durch das Feld nicht erreichen können, daß man am Ende des Rohres einen gänzlich neutralen Strahl beobachtet; man kann aber doch mit Sicherheit annehmen, daß in dieser Weise durch

1) W. Wien, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Berlin, p. 773. 1911.

das starke Feld eine ganz bedeutende Änderung des Ladungszustandes hervorgebracht wird,

Das Rohr war von dicken Eisenzylindern umgeben, um die Entladung vor magnetischen Einflüssen zu schützen.

Bei diesen Versuchen wurde der Gitterspektrograph benutzt. Er war wie früher mit einem gelben Filter versehen. Es wurde in einer etwas schrägen Richtung anvisiert, die einen Winkel von 35—40° mit Röhrenachse bildete. Das Rohr *b* war mit schwarzem Karton umgeben, und nur das Ende war frei für die Anvisierung. In dieser Weise wurde erreicht, daß nur Licht vom Ende des Strahles zum Gitter gelangte.

Die Versuche wurden so gemacht, daß bei jedem von den benutzten Drucken zwei Vergleichsaufnahmen gemacht wurden — eine mit und eine ohne Magnetfeld. Während dieser Zeit wurde der Spektrograph in unveränderter Lage gehalten, so daß die Lage von der Lichtquelle relativ zum Spalt sich nicht änderte.

Bei zwei Vergleichsaufnahmen wurde so genau wie möglich auf konstante Spannung und konstanten Drucke reguliert. Bei dem Drucke von 0,10 mm habe ich eine Spannung von 3 mm Funkenstrecke benutzt; bei den beiden niedrigeren Drucken dagegen habe ich, um die ruhende Linie etwas kräftiger zu haben, die etwas höhere Spannung von 5 mm benutzt.

Resultate.

§ 23. Die Resultate sind in den Tabb. XVII und XVIII gegeben.

Die zweite Kolonne in Tab. XVIII zeigt, daß das Feld eine bedeutende Herabsetzung der Lichtintensität der Strahlen am Ende des Rohres *b* hervorruft. Die Energie der Strahlen beim Eintritt in das Feld wurde nicht gemessen; aber das Induktorium wurde mit demselben Primärstrom mit und ohne Feld betrieben. Die Einschaltung des Magnetstromes hatte keinen beobachtbaren Einfluß auf die Helligkeit des Strahles zwischen Kathode und Magnetfeld. Dagegen war der Unterschied in der Lichtstärke mit und ohne Feld am Ende des Rohres sehr bedeutend.

Tabelle XVII.

Platte	Expos.-Zeit	P_b	Zustand	Gesamtintensität $\frac{J_\alpha}{i_{0\alpha}}$	$\frac{\Im_\alpha}{i_{0\alpha}}$	$\frac{J_\beta}{i_{0\beta}}$	$\frac{\Im_\beta}{i_{0\beta}}$	f	$\frac{b}{r}$ Gesamt	$\frac{b}{r}$ Max.
1	$3^h 20^m$	0,10	O	171	800	252	725	2,87	1,63	1,65
	12 00		M	78,5	318	98,2	249	2,54	1,60	1,63
2	3 35	0,035	O	144	645	262	820	3,13	1,42	1,37
	7 25		M	84,0	462	141	508	3,61	1,49	1,32
3	4 00	0,035	O	272	1210	383	1190	3,10	1,43	1,38
	6 30		M	135	544	177	548	3,10	1,39	1,40
4	3 37	0,056	O	177	554	284	575	2,03	1,45	1,47
	7 55		M	66,8	244	110	247	2,24	1,62	1,44

Tabelle XVIII.

Platte	$\frac{(J_\beta + \Im_\beta)_O}{(J_\beta + \Im_\beta)_M}$	$\frac{b_O}{b_M}$ Gesamt	$\frac{b_O}{b_M}$ Max.	$\frac{r_O}{r_M}$ Gesamt	$\frac{r_O}{r_M}$ Max.	$\frac{f_O}{f_M}$
1	2,81	0,88	0,93	0,85	0,91	1,13
2	1,67	0,89	1,01	0,92	1,04	0,87
3	2,17	1,03	1,01	0,93	1,12	1,00
4	2,40	0,97	1,03	1,03	1,01	0,91
	Mittel	0,97		0,98		0,98

O bedeutet ohne Magnetfeld, M bedeutet mit Magnetfeld.

Die großen J, $\Im$, f, b und r haben dieselbe Bedeutung wie früher. Die unter Max. stehenden Zahlen sind aus den Maximalschwärzungen mittels der Gleichungen (7b) und (7c) berechnet.

Die Zahlen zeigen, daß, je höher der Druck ist, um so mehr werden die Strahlen an Lichtintensität geschwächt. Bei 0,10 mm wird ungefähr $^2/_3$ der Lichtintensität durch das Feld weggenommen; während bei 0,035 mm weniger als die Hälfte der Lichtstärke weggenommen wird.

Wir können hieraus wohl schließen, daß die Einwirkung des Feldes auf den Ladungszustand des Strahles im Anvisierbereich ein sehr bedeutender sein muß.

Die beiden nächsten Kolonnen derselben Tabelle zeigen, daß *die Intensitätsverteilung in bewegter und ruhender Intensität durch das Feld nicht merkbar beeinflußt wird.*

Die kleine Änderung auf der ersten Platte von ungefähr 10 Proz. ist wohl nicht als reell zu betrachten; denn sowohl die bewegte als die ruhende Intensität zeigt dieselbe Verschiebung, und diese ist deshalb wohl dadurch zu erklären, daß die Lage der Lichtquelle relativ zum Spalt durch die Einschaltung des Magnetstromes sich ein wenig geändert hat.

Außerdem, wenn der Effekt reell wäre, so würde er bedeuten, daß

$$\left(\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta}\right)_{\text{positiv}} < \left(\frac{\mathfrak{J}_\alpha}{\mathfrak{J}_\beta}\right)_{\text{neutral}}.$$

Die Abweichung geht in einer derartigen Richtung, daß sie für die Erklärung des Druckeffektes nicht in Betracht kommen kann.

Wir kommen also zu dem Resultat, *daß die Änderung der Intensitätsverteilung im Serienspektrum des bewegten Strahles mit dem Drucke durch den geänderten Ladungszustand der Kanalstrahlen nicht erklärt werden kann.*

Der mittlere Unterschied (3 Proz.) der Verteilung mit und ohne Feld entspricht wohl ungefähr dem mittleren möglichen Fehler bei diesen Messungen.

Die früher von Baerwald[1]) beobachtete kleine Änderung des Verhältnisses zwischen bewegter und ruhender Intensität habe ich nicht finden können. Er findet, daß durch das Magnetfeld die bewegte Intensität mehr herabgesetzt wird als die ruhende.

Die Zahlen der letzten Kolonne in Tab. XVIII zeigen, *daß das Verhältnis f sich mit dem Magnetfelde nicht merklich ändert.*

Die kleinen Schwankungen des Verhältnisses f_0/f_M, die bald in der einen, bald in der anderen Richtung gehen, sind gewiß nicht größer, als sie durch Ungenauigkeit der photo-

1) H. Baerwald, Ann. d. Phys. **34**. p. 883. 1911.

metrischen Ausmessung und die unregelmäßige Regulierung der Spannung zu erwarten sind.

Wie früher in dieser Arbeit gezeigt ist, ändert das Verhältnis f sich sehr stark sowohl mit Strahlengeschwindigkeit, als auch mit dem Drucke im Beobachtungsraum, und verhältnismäßig kleine Schwankungen in der Regulierung werden genügen, um Unterschiede von 10—15 Proz. in f zu bekommen. In der Tat muß man ganz sorgfältig regulieren und photometrieren, wenn man nicht größere Unterschiede erhalten will. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die von Baerwald gefundenen sehr kleinen Abweichungen von f sich hierdurch erklären lassen, da damals die großen Druck- und Spannungsänderungen von f nicht bekannt waren.

Über die Intensitätsverteilung des Serienspektrums im negativen Glimmlicht und in der positiven Lichtsäule.

§ 24. In Verbindung mit den Untersuchungen über die Intensitätsverteilung des Serienspektrums wäre es noch von Interesse zu untersuchen, ob die Intensitätsverteilung im Glimmlicht und in der positiven Lichtsäule dieselbe ist, und ob und in welcher Weise sie sich mit dem Drucke ändern.

Über ähnliche Fragen liegen schon einige Beobachtungen vor.

Sir J. J. Thomson[1]) hat durch direkte subjektive Beobachtungen mit einem Spektroskop gefunden, daß die rote Linie im Vergleich zu der grünen bei der Kathode relativ schwächer war als bei der Anode. Es sind aber bis jetzt noch keine Messungen über dieses Verhältnis gemacht und es wäre deshalb wünschenswert, den Effekt ganz objektiv unter genau definierten Umständen zu konstatieren und zu messen.

Weiter sind Versuche mit Geisslerröhren über die Änderung der Intensitätsverteilung mit dem Drucke gemacht.[2]) Diese Messungen beziehen sich auf ziemlich hohe Drucke (von 0,5 bis 60 mm), und da die Änderung der Intensitätsverteilung bei diesen Drucken von einer Verbreiterung der H_β-Linie begleitet

1) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **58**. p. 244. 1895.

2) K. Langenbach, Ann. d. Phys. **10**. p. 789. 1903; H. Kayser, Boltzmann-Festschrift p. 38. 1904.

ist, während H_α sich ziemlich scharf hält, kann man, wie auch Langenbach bemerkt hat, durch Vergleich der maximalen Helligkeit der Linien nicht auf die wahre Intensitätsverteilung schließen.

Die im folgenden beschriebenen Versuche beziehen sich auf ziemlich niedrige Drucke, wo noch keine merkbare Verbreiterung der Linien vorhanden war. Ferner wurde anstatt des Geisslerrohres ein ziemlich weites Entladungsrohr benutzt, und die Variation der Intensitätsverteilung wurde für Glimmlicht und positives Licht getrennt beobachtet.

Das Entladungsrohr bestand aus einem zylindrischen Glasrohr (3,5 cm Durchmesser und 30 cm Länge). Bei der Anode war das Rohr zu einem Querschnitt von 1,8 cm ausgezogen. Die Kathode bestand aus einem Al-Zylinder, der den ganzen inneren Querschnitt ausfüllte.

Die Aufnahmen wurden mit dem Gitterspektrographen gemacht, der mit einem Gelbfilter vor der roten Linie und mit einer Mattscheibe vor dem Spalt versehen war.

Tab. XIX gibt die Resultate des Vergleiches zwischen Glimmlicht und positivem Licht bei einem ziemlich niedrigen Drucke von 0,13 mm.

Tabelle XIX.

Druck 0,13 mm.

Nr. der Versuche	$\frac{(J_\alpha/J_\beta)_P}{(J_\alpha/J_\beta)_G}$
1	1,82
2	1,83
3	1,75
Mittel	1,80

Wir sehen, daß bei diesem Drucke die Intensitätsverteilung im Glimmlicht und positiven Licht sehr verschieden ist, und der Unterschied geht in der Tat in der von J. J. Thomson angegebenen Richtung.

Die Untersuchungen im positiven Lichte über die Intensitätsverteilung bei verschiedenen Drucken waren dadurch erschwert, daß die Erhöhung des Druckes durch das Auftreten

von kontinuierlichem Licht in der Nähe von H_β begleitet war. Wir können aber annehmen, daß das kontinuierliche Licht bei H_β sich mit der Wellenlänge kontinuierlich verändert. Wir bekommen dann die wahre Intensität von H_β, indem wir von der gemessenen Gesamtintensität der Linie die Intensität des kontinuierlichen Lichtes in unmittelbarer Nähe von H_β subtrahieren.

Die Resultate der Messungen sind in Tab. XX, zweite Kolonne, gegeben und zeigen, daß in dem betrachteten Druckintervall keine merkbare Intensitätsverschiebung stattfindet.

Tabelle XX.

Druck in mm	Pos. Licht $c_1 \frac{J_\alpha}{J_\beta}$	Glimmlicht $c_2 \frac{J_\alpha}{J_\beta}$	Spannung in Volt	Dunkelraum in mm
0,13	1,00	1,00	1200	20
1,00	1,00	1,38	550—600	4
2,40	0,96	1,37	„	2

Im Glimmlicht trat kein störendes kontinuierliches Leuchten auf. Aus Tab. XX sehen wir, daß das Glimmlicht im Gegensatz zum positiven Licht mit dem Drucke eine ganz bedeutende Änderung der Intensität zeigt. Wir bemerken aber das ganz besondere Verhalten, *daß die Änderung nur bei dem niedrigsten Druckintervall zwischen 0,13 und 1,0 mm stattfindet, während in dem höheren, gerade so großen Intervall keine Änderung vorhanden ist.*

Da dieses Verhalten mir zuerst etwas auffallend erschien, habe ich die Versuche mehrmals wiederholt, aber mit demselben Resultat.

Die Tatsache, daß dieser „Druckeffekt“ ziemlich plötzlich aufhörte, scheint darauf zu deuten, daß die gefundene Variation nicht als ein eigentlicher Druckeffekt aufzufassen ist, sondern daß er von gleichzeitigen Änderungen des Entladungszustandes herrührt. Diese Auffassung wird auch durch das Verhalten des positiven Lichtes gestützt.

In der Tat finden wir, daß die Änderung der Intensitätsverteilung der Variation der angelegten Spannung parallel geht, oder anders ausgedrückt, nur in dem Bereiche, wo eine Druck-

änderung mit einer Änderung des Kathodenfalles begleitet ist, ändert sich die Intensitätsverteilung mit dem Drucke.

Diese Tatsache deutet darauf hin, daß die Variation der Intensitätsverteilung in der geänderten Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ihre Ursache hat. Wäre diese Auffassung richtig, so sollte das durch Kathodenstrahlen erzeugte Serienspektrum seine Intensitätsverteilung mit der Geschwindigkeit der erregenden Strahlen ändern, und zwar so, daß bei größerer Strahlengeschwindigkeit H_α relativ schwächer würde.

Ein wichtiges Resultat der mitgeteilten Untersuchungen über das Serienspektrum des Wasserstoffs ist, daß die physikalischen Größen Temperatur und Druck nicht genügen, um die Intensitätsverteilung eines Serienspektrums zu charakterisieren, sondern die Verteilung hängt vielmehr von dem speziellen Mechanismus des Erregungsvorganges ab.

Die Gesetze der Änderungen des Serienspektrums können auch nicht qualitativ durch die Strahlungsgesetze der normalen Strahlung ausgedrückt werden.[1])

Würzburg, Physik. Institut, Juli 1912.

---

1) Vgl. H. Kayser, Boltzmann-Festschrift 1904; R. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. **12.** p. 54, 549 u. 1018. 1910; A. Pflüger, Verh. d. D. Physik. Ges. **12.** p. 208 u. 719. 1910.

(Eingegangen 16. Juli 1912.)

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

MÜLLER, P. in Zwickau, **Kraft und Stoff im Lichte der neueren experimentellen Forschung (Monismus oder Dualismus?).** 62 Seiten. 1909. M. 1.20.

Der bekannte Verfasser, auf dem Standpunkt von Prof. Verworn in Göttingen stehend, will den Haeckelschen Monismus in wirksamer Weise mit den Mitteln der exakten Naturforschung bekämpfen und dürfte daher nicht nur in den Kreisen des Kepler-Bundes, sondern weit darüber hinaus Aufsehen machen.

NAIRZ, O., Die elektrische Arbeitsübertragung. VII, 260 Seiten mit 144 Abb. 1909. Geb. M. 6.—.

Vorliegendes Buch wendet sich in erster Linie an den Laien und Lernenden, ohne mehr als die einfachsten Kenntnisse vorauszusetzen. Ohne viel Mühe sucht es ihm das Notwendige gründlich klar zu machen und ihn in die Lage zu bringen, Vorteile und Nachteile der einzelnen Systeme gegenüber einem gegebenen Fall abwägen zu können.

OSTWALD, W., Die Energie. 167 Seiten. 1908. Geb. M. 4.40.

Münchner Neueste Nachrichten: Erst kürzlich ist an dieser Stelle auf ein ähnliches Werk Ostwalds hingewiesen, in welchem er das Werden einer Wissenschaft schildert. In diesem neuesten Buch nun schildert er in gleich hervorragender Weise das Werden der Energie und des Lebens, das Walten der Energie in allen Lebens- und Umformungserscheinungen; und das mit einer Meisterschaft, in einer Sprache, die bewundernswert ist. Es ist eine Lust, ein solches Buch zu lesen.

POINCARÉ, H., Die Maxwellsche Theorie und die Hertzschen Schwingungen. Die Telegraphie ohne Draht. Aus dem Französischen übersetzt von Dr. Max Iklé. 199 Seiten. 1909. Kart. M. 3.20.

An deutschen Werken über die drahtlose Telegraphie herrscht durchaus kein Mangel, trotzdem wird die Übersetzung des Poincaréschen Buches sehr wohl bestehen können, denn die Darstellung Poincarés ist durchaus eigenartig, und der Verf. hat es verstanden, in knapper und dabei niemals trockener Darstellung, ohne Zuhilfenahme der Mathematik, an einer Reihe einfacher Gleichnisse, die einschlägigen Verhältnisse zu erklären. Die Darstellung ist populär im besten Sinne dieses nur allzu oft mißbräuchlich angewandten Wortes.

REIS, PAUL, Elemente der Physik, Meteorologie und mathematischen Geographie. Hilfsbuch für den Unterricht an höheren Lehranstalten. Mit zahlreichen Übungsfragen und -Aufgaben. 7., vollständig umgearbeitete Auflage, Herausgegeben von Ed. Penzold. Mit 435 Textfiguren. X, 419 Seiten. 1905. M. 4.80.

HOPPE, FRITZ, Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? 5., vervollständigte Auflage. XI, 550 Seiten mit 115 Abb. 1910. geb. M. 7.—.

Dieses bereits in fünfter Auflage erschienene Buch behandelt die für jeden in der Praxis stehenden Elektrotechniker und Ingenieur, für jeden an einem Polytechnikum oder Technikum Studierenden der Elektrotechnik; für jeden projektierenden und akquirierenden Ingenieur wichtige Frage der Aufstellung von Projekten und Kostenanschlägen für elektrische Anlagen jeden Umfanges und jeden Systemes in erschöpfender Weise.

RIES, CHR., Das Licht in seinen elektrischen und magnetischen Wirkungen. Versuchsergebnisse, Theorien und Literatur. IV, 258 Seiten mit 62 Abb. 1909. Geb. M. 5.—.

Der Verf. hat sich die Aufgabe gestellt, eine Gesamtdarstellung der elektrischen und magnetischen Wirkungen des Lichtes zu geben; die Arbeiten über die verschiedenen Arten lichtelektrischer Erscheinungen haben sich besonders in den letzten Jahren derartig gehäuft, daß eine übersichtliche Zusammenstellung aller wesentlichen Versuchsergebnisse und der gesamten Literatur manchem nicht unerwünscht sein dürfte.

SNYDER, CARL, Das Weltbild der modernen Naturwissenschaft nach den Ergebnissen der neuesten Forschungen. Autorisierte deutsche Übersetzung von Hans Kleinpeter. 2. Aufl. XII, 306 Seiten. Mit 16 Porträts. 1907. M. 5.60, geb. M. 6.60.

Zeitschrift für den physik. und chem. Unterricht: Das Buch ist schon als eine zusammenfassende Übersicht über die neuesten Forschungen von Interesse. Es behandelt in populärer Form und zugleich mit sachlicher Genauigkeit die Lehre von den Strahlungen usw. Noch interessanter, weil bei uns weniger bekannt, sind die Forschungen amerikanischer Physiologen (Loeb, Matthews) über die Einwirkung anorganischer Agentien auf die Lebensvorgänge, so die Befruchtung von Seeigeleiern durch Magnesiumchlorid u. a. m. Die letzten Kapitel des Buches behandeln die Grundlagen der Serumpathologie und die Erfindung der drahtlosen Telegraphie. Alles in allem ein Buch, das über die Probleme, die die heutige Wissenschaft beschäftigen, die mannigfachste Belehrung bietet.

3 0112 106136242

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

WEINHOLD, ADOLF F., Physikalische Demonstrationen. Anleitung zum Experimentieren im Unterricht an Gymnasien, Realgymnasien, Realschulen und Gewerbeschulen. 5., verbesserte und vermehrte Auflage.
1. Lief. V, 352 S. mit 262 Fig. im Text u. auf 2 Taf. 1911. M. 11.—.
2. Lief. 352 S. mit 220 Fig. 1911. M. 11.—.
Die Schlußlieferung erscheint im Winter 1912.

Zeitschrift für Mathem. und Physik: . . . Die Beschreibung der Apparate und die Anordnung der Versuche ist so klar, so eingehend, so faßlich und wird durch eine so große Anzahl trefflich ausgeführter Figuren unterstützt, daß selbst derjenige, der sich noch wenig oder gar nicht mit der Anstellung von Unterrichtsexperimenten beschäftigt hat, sich nach dem W.schen Buche zurechtfinden und etwas Ordentliches leisten kann. — Auf die praktischen Ratschläge, die W. in seinem Buche gibt, kann sich jeder Experimentator ganz verlassen; da ist jede Einzelheit oft und gewissenhaft durchprobiert, jeder Teil der Versuchsanordnung ist wohlüberdacht. Von dem W.schen Buche darf somit eine wesentliche Verbesserung des physikalischen Unterrichts aus vielen Gründen erwartet werden. . . .

WEINHOLD, ADOLF F., Vorschule der Experimentalphysik. Naturlehre in elementarer Darstellung, nebst Anleitung zum Experimentieren und zur Anfertigung der Apparate. 5., verbesserte Auflage. Mit 445 Textfiguren u. 2 Farbendrucktafeln. VIII, 572 S. 1907. M. 10.50, geb. M. 12.50.

Kehrs pädagog. Blätter für Lehrerbildung: Unter allen populären Lehrbüchern der Physik, die uns bisher zu Gesicht gekommen sind, ist das vorliegende ganz entschieden das beste. Wem diesses Lob etwa zu hoch erscheinen sollte, dem empfehlen wir, das Buch einmal anzusehen; er wird ja dann selbst finden, daß dasselbe eine wahre Fundgrube praktischer Erfahrung und pädagogischer Meisterschaft ist. . . .

WEINSTEIN, B., Physik und Chemie in gemeinverständlicher Darstellung. Zum Selbstunterricht und für Vorlesungen. Zweite, vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. Erster Band: Allgemeine Naturlehre und Lehre von den Stoffen. XXI, 272 Seiten mit 18 Abb. 1909. M. 4.20, geb. M. 4.80.

Praktischer Maschinenkonstrukteur: Einfach und leichtverständlich sind diese Darlegungen bei aller Wissenschaftlichkeit. Was mit guten Gründen belegt werden kann, was geeignet ist, eine gewohntere Vorstellung von etwas zu geben, was die Ideen ordnet und die Fülle der Tatsachen zu einem leicht zu übersehenden Ganzen verknüpft, davon wird dem Leser nichts vorenthalten. Der zweite Band soll die Darlegung der Erscheinungen in der Natur enthalten.

WOLF, MAX, Stereoskopbilder vom Sternhimmel. I. Serie. 12 Bilder mit Text in Mappe. 3., unveränderter Abdruck. 1909. M. 5.—

Naturwissenschaftliche Rundschau: Die Wiedergabe aller dieser Bilder ist vorzüglich. Somit dürfte ein jeder, der sich diese Sammlung wissenschaftlicher Stereoskopbilder beschafft, daran viel Freude und einen hohen Genuß empfinden; er wird auch ihrem Autor Dank dafür wissen, daß derselbe trotz seiner sehr beschränkten Zeit so viele Mühe auf die Zusammenstellung dieser vorzüglichen Bilder verwendet hat.

Beiblätter zu den Annalen der Physik: Diese ausgezeichnete kleine Sammlung von Stereoskopbildern himmlischer Objekte gibt eine vortreffliche Vorstellung von der Möglichkeit der Anwendung der Stereoskopie in der Astronomie.

PLANCK, MAX, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. VIII, 222 Seiten mit 6 Abbildungen. 1906. M. 7.—, geb. M. 7.80.

Zeitchr. d. Vereins deutscher Ingenieure: Das vorliegende Werk über Theorie der Wärmestrahlung dürfen wir rückhaltslos als eine Leistung allerersten Ranges begrüßen. Das ist vielleicht das Bewunderungswerteste an dem Buche, zu sehen, mit wie geringen Mitteln der Verfasser es verstanden hat, den Leser auf die Höhe der Forschung zu bringen.

Physikalische Zeitschrift: Planck war zweifellos der berufene Mann, um ein Lehrbuch über die Theorie der Wärmestrahlung zu schreiben, da er an der Entwickelung derselben einen hervorragenden Anteil genommen hat.

WIENER, OTTO, Vogelflug, Luftfahrt und Zukunft. Mit einem Anhang über Krieg und Völkerfriede. 59 S. 1911. M. 1.50.

In einer Arbeit von Langley wird der Nachweis erbracht, daß die Vögel beim Segelflug keine eigene Arbeit aufzubringen brauchen. Der Verfasser kam durch seine Beziehungen zu dem Verein für Luftschiffahrt in engere Berührung mit diesem wichtigen Anwendungsgebiete der Physik und hat daher versucht, die aufgestellten Behauptungen eingehender zu begründen. Er spricht in seiner Schrift vom Segelflug der Vögel und von ihren Flugleistungen, von den bisherigen und noch zu erwartenden Leistungen der Flugzeuge, von ihrer Bedeutung für Krieg und Frieden, von der Theorie und Praxis im Flugwesen und in der Meteorologie — kurz von vielen Dingen die jetzt Fachgelehrte und Publikum interessieren dürften.

Metzger & Wittig, Leipzig.